Postverlagsort Würzburg 2

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

BEGRÜNDET VON A. BERLINER UND C. THESING

UNTER BESONDERER MITWIRKUNG VON
ERICH v. HOLST

HERAUSGEGEBEN VON
ERNST LAMLA

BEIRAT:
J. BARTELS · E. BEDERKE · H. BROCKMANN · P. TEN BRUGGENCATE · C. W. CORRENS · H. v. FICKER
R. GRAMMEL · O. HAHN · R. HARDER · M. HARTMANN · W. HEISENBERG · K. HENKE · A. KUHN
M. v. LAUE · H. MARTIUS · R. W. POHL · H. REIN

ORGAN DER MAX-PLANCK-GESELLSCHAFT ZUR FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTEN
ORGAN DER GESELLSCHAFT DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

39. JAHRGANG **HEFT 16** (ZWEITES AUGUSTHEFT) **1952**

INHALT:

Seite

AUFSÄTZE.

Vor 40 Jahren. Zur Entdeckung der Röntgenstrahlinterferenzen 361

Interferenz-Erscheinungen bei Röntgenstrahlen. Von W. FRIEDRICH, P. KNIPPING und M. LAUE 361
Theoretischer Teil von M. LAUE 361
Experimenteller Teil von W. FRIEDRICH und P. KNIPPING 364
Eine quantitative Prüfung der Theorie für die Interferenz-Erscheinungen bei Röntgenstrahlen von M. LAUE . . . 368

BERICHTE.

Linienemission der interstellaren Materie im Radiofrequenzbereich. Von R. LÜST 372

Seite

KURZE ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine Resonanzerscheinung in elektrodenlosen Hochfrequenzgasentladungen mit überlagertem Magnetfeld. Von A. LINDBERG, H. NEUERT und H. WEIDNER 374
Mechanismus der Beeinflussung der Linienintensität bei der Flammenphotometrie. Von KL. SCHÄFER und K. STAAB . 375
Über die Bestimmung der Plasmatemperatur im Xenon-Hochdruckbogen. Von K. LARCHÉ und H. SCHIRMER 376
Positive und negative elektrische Raumladungen in atmosphärischer Luft bei Schönwetter. Von R. MÜHLEISEN . . . 376
Zur Ionosphärenstörung vom 23. bis 28. Februar 1952. Von H. SIEDENTOPF und A. BEHR 377
Die Messung natürlicher ^{14}C-Aktivitäten im Proportionalzähler. Von V. FALTINGS 378

(Fortsetzung des Inhaltsverzeichnisses auf Seite II)

Für Röntgen-Feinstruktur-Untersuchungen jeder Art:

SIEMENS
KRISTALLOFLEX II

Hochleistungsapparat zum gleichzeitigen Betrieb von maximal 4 Aufnahmekammern

Textur- und Laue-Untersuchungen, Stereo-Mikrographie, Aufnahmen nach Debye-Scherrer und der Drehkristallmethode sowie mit monochromatischer und fokussierter Strahlung nach Seemann-Bohlin.

Für die zerstörungsfreie Materialprüfung liefern wir ferner:

Ultraschall-Impulsgeräte
Grobstruktur-Röntgeneinrichtungen für 200 kV
Risseprüfer nach dem Magnetpulver-Verfahren

Kristalloflex II mit Zylinder und Flachkammer

Spezialprospekte auf Anforderung!

SIEMENS-REINIGER-WERKE AG. ERLANGEN

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

erscheinen zweimal monatlich. Bestellungen nimmt jede Buchhandlung, in den Westzonen auch jedes Postamt entgegen. Preis vierteljährlich 15.— DM, für das einzelne Heft 3.— DM, zuzüglich Postgebühren. Die Mitglieder der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte erhalten die Zeitschrift im Abonnement mit einem Nachlaß von 20%. Für Studierende der Naturwissenschaften ermäßigt sich der Bezugspreis auf vierteljährlich 11.25 DM zuzüglich Zustellgebühren. Lieferung läuft weiter, wenn nicht vier Wochen vor Quartalsschluß abbestellt wird. Der Bezugspreis ist im voraus zahlbar.

Nachdruck: Es wird ausdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß mit der Annahme des Manuskripts und seiner Veröffentlichung durch den Verlag das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder an den Verlag übergeht. Grundsätzlich dürfen nur Arbeiten eingereicht werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind und die auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen der Autor sich verpflichtet.

Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrophote u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

Sonderdrucke: Den Verfassern von Originalbeiträgen und Kurzen Originalmitteilungen stehen 75 Exemplare kostenfrei zur Verfügung.

Anzeigen werden von der Anzeigenabteilung des Verlages (Berlin W 35, Reichpietschufer 20 [Britischer Sektor], Tel. 249251) angenommen. Die Preise wolle man unter Angabe der Größe und des Platzes erfragen.

Vertriebs-Vertretung im Ausland:
Lange Maxwell & Springer Ltd., 41—45 Neal Street, London, W. C. 2

Springer-Verlag
Berlin · Göttingen · Heidelberg

Redaktionelle Hinweise.

I. Allgemeines.

1. Bei der Einsendung von Manuskripten an „Die Naturwissenschaften" bittet die Redaktion die Herren Autoren, stets im Auge zu behalten, daß die Zeitschrift in erster Linie den Wünschen und Interessen des weiten Kreises ihrer Leser zu dienen hat und daß daher ihnen gegenüber Sonderwünsche der Herren Autoren in bezug auf Inhalt, Form und Umfang ihrer Veröffentlichung zurücktreten müssen, falls die Redaktion dies für erforderlich hält.

2. Vor allem bittet die Redaktion, von der Einsendung von Aufsätzen Abstand zu nehmen, die nur für einen eng begrenzten Leserkreis verständlich und von Interesse sind, und die daher in einer Fachzeitschrift ihren richtigen Platz haben. Ausnahmen bilden knapp gefaßte Schilderungen der Ergebnisse eben fertiggestellter Arbeiten; für diese ist die Rubrik „KOM" („Kurze Originalmitteilungen") vorgesehen. Wegen Platzmangels sind allerdings auch hier gewisse Einschränkungen nötig. In bezug auf den Inhalt: Angenommen werden können nur wirklich wichtige Arbeiten (z. B. keine bloßen Analogiearbeiten). In bezug auf den Umfang: Im Durchschnitt kann für eine einzelne KOM nur der Raum einer Spalte (etwa 1000 Silben) zur Verfügung gestellt werden.

3. Die KOM erscheinen „unter ausschließlicher Verantwortung der Autoren". Eine wissenschaftlich-kritische Stellungnahme der Herausgeber zu ihrem Inhalt erfolgt nicht. Die Redaktion prüft lediglich, ob ein genügendes Allgemein-Interesse vorliegt.

4. „Kurze Originalmitteilungen" aus dem englischen und französischen Sprachgebiet können in der Originalsprache veröffentlicht werden.

II. Spezielle Hinweise.

Alle Sendungen und Zuschriften sind zu richten an:

Redaktion der Naturwissenschaften,
(20b) Göttingen, Theaterplatz 10, Fernsprecher 3371.

In sämtlichen Fällen erhalten die Autoren eine Bestätigung über das Eintreffen von Manuskripten sowie über deren Annahme oder Ablehnung. In den Aufsätzen sind seltene und nur einem kleinen Leserkreis verständliche Fachausdrücke nach Möglichkeit zu vermeiden oder in einer Fußnote kurz zu erläutern. Literaturzitate sind fortlaufend zu numerieren; die angeführten Arbeiten werden dann in einem Literaturverzeichnis am Schluß der Arbeit zusammengestellt. Bei Erläuterung des Textes durch Figuren ist überflüssiger Aufwand zu vermeiden. Figurenvorlagen für Strichätzungen sind so sorgfältig herzustellen, daß nach ihnen ohne weitere Rückfragen Reinzeichnungen angefertigt werden können. Diese werden zur Zeitersparnis den Autoren im allgemeinen nicht vorgelegt, sondern seitens der Redaktion kontrolliert.

Photographische Abbildungen (Autotypien) können gebracht werden, soweit sachlich erforderlich. In vielen Fällen läßt sich jedoch das Wesentliche durch eine (leichter reproduzierbare) Zeichnung ebensogut zeigen.

Korrekturen.

Die Autoren der Aufsätze, Berichte und Buchbesprechungen erhalten eine Fahnenkorrektur, deren umgehende Erledigung und Rücksendung erbeten wird.

Bei den KOM wird zur Beschleunigung des Erscheinens die Korrektur von Text und Abbildungen von der Redaktion besorgt, soweit nicht der Autor bei Einsendung des Manuskriptes ausdrücklich den Wunsch äußert, diese Arbeit selbst vorzunehmen. Bei KOM ohne Figuren soll hierdurch das Erscheinen innerhalb 4 Wochen nach Eingang bei der Redaktion ermöglicht werden.

Besprechungsexemplare.

Es wird gebeten, von der unverlangten Zusendung von Büchern, besonders kleineren Broschüren und Zeitschriften-Heften, abzusehen und zunächst eine Anfrage an die Redaktion zu richten, die dann von sich aus Exemplare anfordern wird. — Für die Rückgabe unverlangter Sendungen kann keine Gewähr übernommen werden.

Fortsetzung des Inhaltsverzeichnisses von Seite I

Seite

Zu Halbwertszeit und Zerfallsschema des Rb^{87}. Von I. Bähnisch, E. Huster und W. Walcher 379

Synthese der α-L-Polyglutaminsäure. Von V. Bruckner, J. Kovács und K. Kovács 380

Ein Verfahren zur papierchromatographischen Trennung und Analyse hydrophober Substanzen. Von F. Micheel und H. Schweppe 380

Über das papierchromatographische Verhalten einer salzsauren Lösung von Glutaminsäure. Von K. Heyns, W. Koch und W. Königsdorf 381

Mitosegiftwirkung von Oestrogenen. Von H. Druckrey, P. Danneberg und D. Schmähl 381

Die Wirkung von o-Chinon auf Diphtherie-Toxin. III. Mitteilung. Von M. Eisler und H. Eibl 382

Wärmereaktivierung von Coli-Bakterien nach Inaktivierung durch UV-bestrahlten Bouillon-Agar. Von W. Stein und W. Harm 383

Untersuchungen über die antispastische und tuberkulostatische Wirkung des Antihistaminikums „Avil" und ihre Aufhebbarkeit durch p-Aminobenzoesäure. Von R. Bönicke und H. Wolter 383

Die Orientierungsmusik der Fledermäuse. Von H. E. Hollmann 384

Welch' junger, begabter Fachphysiker

ist gewillt, gegen Teilung der Priorität die kunstgerechte Formung evtl. Weiterbildung einer umwälzenden Atomtheorie zu übernehmen? Letztere enthält schon die exakt mathematische Ableitung der vier H-Spektralserien und einer Li-Serie aus dem Atomaufbau — ohne Hilfannahmen —, ferner die Lösung aller anderen atomaren Probleme. Angebote an **G. Weber, (23) Vechta,** Marschstr. 8.

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

Jahrgang 39 · Heft 16 (Zweites Augustheft) 1952

Vor 40 Jahren.

Zur Entdeckung der Röntgenstrahlinterferenzen.

Am 8. Juni 1912 legte A. SOMMERFELD der Bayerischen Akademie der Wissenschaften die Arbeit „Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen" von W. FRIEDRICH, P. KNIPPING und M. LAUE vor, am 14. Juni sprach LAUE vor der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin darüber. Im Druck erschien die Arbeit etwa im August desselben Jahres. In demselben Heft II (Mai- bis Julisitzung) des Jahrgangs 1912 der „Sitzungsberichte der mathematisch-physikalischen Klasse der K. B. Akademie der Wissenschaften zu München" steht, nur durch eine andere (mathematische) Arbeit von der ersten getrennt, die von SOMMERFELD am 6. Juli vorgelegte Untersuchung „Eine quantitative Prüfung der Theorie für die Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen" von M. LAUE. Wurde auch vieles an ihr bald durch die anschließenden Untersuchungen von W. H. und W. L. BRAGG überholt — der Verfasser weist auf der letzten Seite selbst auf die zeitbedingten Unsicherheiten an ihr hin — so enthält sie doch die ersten Indizierungen von Interferenzpunkten und hat sich, was die Verhältnisse zwischen den Indizes anbetrifft, vollauf bewährt.

Da diese beiden grundlegenden Arbeiten nur schwer zugänglich sind, werden sie im folgenden in der Originalfassung abgedruckt. Die erste Arbeit (W. FRIEDRICH, P. KNIPPING und M. LAUE) reicht in dem genannten Heft von S. 303 bis S. 322, die zweite (M. LAUE) von S. 363 bis S. 373. Der Satzspiegel einer Originalseite beträgt 10 × 16 cm; die Seite enthält 36 Zeilen. Im folgenden werden die Seiten des Originals jeweils in Klammern vor dem Wort angegeben, das das erste auf der entsprechenden Seite ist. Die 5 Tafeln mit den Fig. 1 bis 12, die zu dem ersten (theoretischen) Teil der ersten Arbeit gehören und die sich im Original am Schluß des ganzen Heftes finden, sind hier hinter die erste Arbeit gestellt. Die Figuren auf den Tafeln sind aus technischen Gründen gegenüber dem Original unwesentlich verkleinert. Im übrigen entsprechen Anordnung und Schreibweise vollkommen dem Original. Der Herausgeber.

Interferenz-Erscheinungen bei Röntgenstrahlen.

Von W. FRIEDRICH, P. KNIPPING und M. LAUE.

Vorgelegt von A. SOMMERFELD in der Sitzung am 8. Juni 1912.

Theoretischer Teil

von M. LAUE.

Einleitung. BARKLAs[1]) Untersuchungen in den letzten Jahren haben gezeigt, daß die Röntgenstrahlen in der Materie eine Zerstreuung erfahren, ganz entsprechend der Zerstreuung des Lichtes in trüben Medien, daß sie aber noch daneben im allgemeinen die Atome des Körpers zur Aussendung einer spektral homogenen Eigenstrahlung (Fluoreszenzstrahlung) anregen, welche ausschließlich für den Körper charakteristisch ist.

Andererseits ist schon seit 1850 durch BRAVAIS in die Kristallographie die Theorie eingeführt, daß die Atome in den Kristallen nach Raumgittern angeordnet sind. Wenn die Röntgenstrahlen wirklich in elektromagnetischen. Wellen bestehen, so war zu vermuten, daß die Raumgitterstruktur bei einer Anregung der Atome zu freien oder erzwungenen Schwingungen zu Interferenzerscheinungen Anlaß gibt; und zwar zu Interferenzerscheinungen derselben Natur wie die in der Optik bekannten Gitterspektren. Die Konstanten dieser Gitter lassen sich aus dem Molekulargewicht der kristallisierten Verbindung, ihrer Dichte und der Zahl der Moleküle pro Grammolekül, (304) sowie den kristallographischen Daten leicht berechnen. Man findet für sie stets die Größenordnung 10^{-8} cm, während die Wellenlänge der Röntgenstrahlen nach den Beugungsversuchen von WALTER und POHL[2]) und nach den Arbeiten von SOMMERFELD und KOCH[3]) von der Größenordnung 10^{-9} cm sind. Eine erhebliche Komplikation freilich bedeutet es, daß bei den Raumgittern eine dreifache Periodizität vorliegt, während man bei den optischen Gittern nur in einer Richtung, höchstens (bei den Kreuzgittern) in zwei Richtungen periodische Wiederholungen hat.

Die Herren FRIEDRICH und KNIPPING haben auf meine Anregung diese Vermutung experimentell geprüft. Über die Versuche und ihr Ergebnis berichten sie selbst im zweiten Teil der Veröffentlichung.

Die Theorie und ihr qualitativer Vergleich mit der Erfahrung. Wir wollen den oben angedeuteten Gedanken mathematisch zu fassen suchen. Den Ort der Mittelpunkte der Atome bestimmen wir durch die rechtwinkligen Koordinaten x, y, z, deren Achsenkreuz seinen Ursprung im Mittelpunkt eines beliebigen Atoms im durchstrahlten Teil des Kristalles hat. Das Raumgitter gehöre dem allgemeinsten, d.h. dem triklinen Typus an; die Kanten seiner Elementarparallelepipede mögen also beliebige Längen haben und beliebige Winkel miteinander einschließen. Durch spezielle Wahl dieser Längen und Winkel kann man immer zu Raumgittern anderer Typen übergehen. Stellen wir diese Kanten nach Länge und Richtung durch die Vektoren $\mathfrak{a}_1$, $\mathfrak{a}_2$, $\mathfrak{a}_3$ dar, so liegen die Mittelpunkte eines Atoms an einem Ort

$$\begin{aligned} x &= m\mathfrak{a}_{1x} + n\mathfrak{a}_{2x} + p\mathfrak{a}_{3x} \\ y &= m\mathfrak{a}_{1y} + n\mathfrak{a}_{2y} + p\mathfrak{a}_{3y} \\ z &= m\mathfrak{a}_{1z} + n\mathfrak{a}_{2z} + p\mathfrak{a}_{3z}, \end{aligned} \tag{1}$$

(305) wobei m, n, p positive oder negative, das Atom numerierende ganze Zahlen (einschließlich der Null) sind.

Für die Schwingung eines einzelnen Atoms wollen wir zunächst einmal die Annahme machen, daß sie rein sinusförmig verläuft. Dies kann hier natürlich ebensowenig wie in der Optik streng richtig sein. Aber ebenso wie in der Optik kann man spektral inhomogene Strahlung durch FOURIERsche Zerlegung auf Sinusschwingungen zurückführen. Die von einem Atom ausgehende Welle können wir dann in großer Entfernung vom Atom darstellen durch den Ausdruck

$$\Psi \frac{e^{-ikr}}{r}, \tag{2}$$

[1]) C. G. BARKLA, Phil. Mag., z.B. 22, 396, 1911.

[2]) B. WALTER und R. POHL, Ann. d. Phys. 25, 715, 1908; 29, 331, 1908.

[3]) A. SOMMERFELD, Ann. d. Phys. 38, 473, 1912; P. P. KOCH, Ann. d. Phys. 38, 507, 1912.

wo r den Betrag des Radiusvektors vom Atom zum Aufpunkt bedeutet, Ψ eine Funktion seiner Richtung und $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ist, wo λ die Wellenlänge der später interferierenden Röntgenstrahlen darstellt. Wäre, wie man es in der Optik gewohnt ist, das Atom klein gegen die Wellenlänge, so wäre Ψ eine Konstante[1]). Hier aber muß man mit der Möglichkeit rechnen, und die Versuchsergebnisse legen die Vermutung nahe, daß infolge der mit der Wellenlänge vergleichbaren Abmessung des Atoms Richtungsunterschiede auftreten. Berücksichtigt man ferner noch, daß die anregende Schwingung in (als eben vorausgesetzten) Wellen mit Lichtgeschwindigkeit fortschreitet, so sieht man, daß man noch den Faktor $e^{-ik(x\alpha_0+y\beta_0+z\gamma_0)}$ hinzufügen (306) muß, wenn $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ die Richtungskosinus der einfallenden primären Röntgenstrahlen sind. Über Einzelheiten des Anregungsvorganges brauchen wir dabei keine weitere Voraussetzung zu machen, als daß er bei allen Atomen gleich erfolgt. Insbesondere ist es für den weiteren Verlauf des Vorganges vollkommen dasselbe, ob die Schwingungen im Atom durch Schwingungen gleicher Frequenz in der primären Strahlung erzwungen oder ob es durch die primäre Strahlung einmal angeregte, sonst aber freie Eigenschwingungen sind. Stets finden wir als Superpositionseffekt aller Elementarwellen

$$\sum \Psi \frac{e^{-ik(r+x\alpha_0+y\beta_0+z\gamma_0)}}{r}. \tag{3}$$

Wir berechnen diese Summe nur für Aufpunkte, deren Abstand sehr groß ist gegen die Abmessungen des durchleuchteten Kristallstücks, und benutzen die auch sonst in der Gittertheorie übliche Näherung, d.h. wir setzen für das r im Nenner den Betrag R des Radiusvektors vom Nullpunkt des Achsenkreuzes zum Aufpunkt und geben der Richtungsfunktion Ψ den Wert, welcher dessen Richtung (α, β, γ) entspricht. Für das r im Exponenten setzen wir aber den Näherungswert:

$$r = R - (x\alpha + y\beta + z\gamma).$$

Unter Berücksichtigung von (1) geht somit die Summe (3) über in:

$$\begin{aligned} &\Psi(\alpha,\beta)\frac{e^{-ikR}}{R}\sum e^{ik[x(\alpha-\alpha_0)+y(\beta-\beta_0)+z(\gamma-\gamma_0)]} \\ &= \Psi(\alpha,\beta)\frac{e^{-ikR}}{R}\sum_m\sum_n\sum_p e^{i(mA+nB+pC)}, \end{aligned} \tag{4}$$

wo zur Abkürzung

$$\begin{aligned} A &= k[\mathfrak{a}_{1x}(\alpha-\alpha_0)+\mathfrak{a}_{1y}(\beta-\beta_0)+\mathfrak{a}_{1z}(\gamma-\gamma_0)] \\ B &= k[\mathfrak{a}_{2x}(\alpha-\alpha_0)+\mathfrak{a}_{2y}(\beta-\beta_0)+\mathfrak{a}_{2z}(\gamma-\gamma_0)] \\ C &= k[\mathfrak{a}_{3x}(\alpha-\alpha_0)+\mathfrak{a}_{3y}(\beta-\beta_0)+\mathfrak{a}_{3z}(\gamma-\gamma_0)] \end{aligned} \tag{5}$$

gesetzt ist. Denken wir uns den durchstrahlten Teil von Ebenen begrenzt, welche zu den Seiten eines Elementarparallelepipedes parallel sind, so ist die Summation nach m von einer Zahl (307) $-M$ bis zu $+M$, nach n von $-N$ bis $+N$, nach p von $-P$ bis $+P$ auszuführen. Die Lage der Intensitätsmaxima ist von derartigen Annahmen nicht abhängig[2]). Die Intensität der Schwingung (4) wird dann:

$$\frac{|\Psi(\alpha,\beta)|^2}{R^2}\,\frac{\sin^2 MA}{\sin^2\frac{1}{2}A}\,\frac{\sin^2 NB}{\sin^2\frac{1}{2}B}\,\frac{\sin^2 NC}{\sin^2\frac{1}{2}C}. \tag{6}$$

Jeder dieser Sinusquotienten erreicht sein Maximum bekanntlich, wenn sein Nenner verschwindet. Die Bedingungen für die Maxima lauten also:

$$\begin{aligned} A = 2h_1\pi \quad \text{d.h.} \quad & \mathfrak{a}_{1x}\alpha + \mathfrak{a}_{2y}\beta + \mathfrak{a}_{1z}\gamma \\ &= h_1\lambda + \mathfrak{a}_{1x}\alpha_0 + \mathfrak{a}_{1y}\beta_0 + \mathfrak{a}_{1z}\gamma_0 \\ B = 2h_2\pi \quad \text{d.h.} \quad & \mathfrak{a}_{2x}\alpha + \mathfrak{a}_{2y}\beta + \mathfrak{a}_{2z}\gamma \\ &= h_2\lambda + \mathfrak{a}_{2x}\alpha_0 + \mathfrak{a}_{2y}\beta_0 + \mathfrak{a}_{2z}\gamma_0 \\ C = 2h_3\pi \quad \text{d.h.} \quad & \mathfrak{a}_{3x}\alpha + \mathfrak{a}_{3y}\beta + \mathfrak{a}_{3z}\gamma \\ &= h_3\lambda + \mathfrak{a}_{3x}\alpha_0 + \mathfrak{a}_{3y}\beta_0 + \mathfrak{a}_{3z}\gamma_0. \end{aligned}$$

Die links stehenden Summen sind gleich der Länge je einer Kante multipliziert mit dem Kosinus des Winkels zwischen ihr und der Richtung α, β, γ. Jede der Gln. (7) stellt somit eine Schar von Kreiskegeln dar, deren Achse mit der Richtung einer der Kanten $\mathfrak{a}_1, \mathfrak{a}_2, \mathfrak{a}_3$ zusammenfällt[3]). Nun wird es freilich nur in Ausnahmefällen vorkommen, daß eine Richtung allen drei Bedingungen gleichzeitig genügt. Darin liegt die Komplikation gegenüber dem einfachen oder dem Kreuzgitter. Dennoch ist ein sichtbares Intensitätsmaximum zu erwarten, wenn die Schnittlinie zweier Kegel der ersten beiden Scharen einem Kegel der dritten Schar nahe liegt. Wir wollen diese Verhältnisse etwas näher betrachten für den in Fig. 5, Tafel II abgebildeten Fall, in welchem ein regulärer Kristall in Richtung einer der Kanten $\mathfrak{a}_1, \mathfrak{a}_2, \mathfrak{a}_3$ durchstrahlt wird.

In diesem Falle erhalten die drei Kanten die gleiche Länge a und stehen senkrecht aufeinander, so daß wir in ihre Richtungen die Koordinatenachsen legen können. Da dann (308)

$$\mathfrak{a}_{1y} = \mathfrak{a}_{1z} = \mathfrak{a}_{2x} = \mathfrak{a}_{2z} = \mathfrak{a}_{3x} = \mathfrak{a}_{3y} = 0, \quad \mathfrak{a}_{1x} = \mathfrak{a}_{2y} = \mathfrak{a}_{3z} = a,$$

ferner

$$\alpha_0 = 0, \qquad \beta_0 = 0, \qquad \gamma_0 = 1$$

wird, so gehen die Gln. (7) über in:

$$\alpha = h_1\frac{\lambda}{a}, \qquad \beta = h_2\frac{\lambda}{a}, \qquad 1-\gamma = h_3\frac{\lambda}{a}. \tag{8}$$

Auf einer zum einfallenden Strahl senkrechten photographischen Platte sind die Kurven $\alpha = \text{const}$ und $\beta = \text{const}$ Hyperbeln, deren Mittelpunkt im Durchstoßpunkt des primären Strahles liegt und deren Achsen aufeinander senkrecht stehen. Wären nur die beiden ersten Bedingungen in (8) zu erfüllen, so sähe

[1]) Vgl. H. v. Helmholtz, Abh. I, p. 331.

Gehen von beliebig vielen, in einem endlichen Bereich liegenden Strahlungsquellen Kugelwellen aus, so ist die Erregung in einem Punkte, für welchen der Radiusvektor vom Mittelpunkte des Bereiches den gegen dessen Abmessungen großen Betrag r und die Richtungskosinus α, β, γ hat:

$$\sum_n \frac{e^{-ik(r_n-\vartheta_n)}}{r_n} = \frac{e^{-ikr}}{r}\cdot\sum_n e^{ik(x_n\cdot\alpha+y_n\cdot\beta+z_n\cdot\gamma)+ik\vartheta_n}.$$

Diese Summe ist im allgemeinen eine Funktion von α und β. Sind aber alle x_n, y_n, z_n klein gegen λ, so wird sie konstant.

[2]) Damit stimmt die Beobachtung überein. Siehe p. 318 letzter Absatz.

[3]) Man macht sich, wie in der Gittertheorie, leicht an der elementaren geometrischen Konstruktion des Gangunterschiedes zwischen zwei parallelen, von benachbarten Teilchen ausgehenden Strahlen klar, daß dieser Gangunterschied auf den genannten Kegeln konstant ist.

man das bekannte Kreuzgitterspektrum, bei dem an jedem Schnittpunkte zweier Hyperbeln ein Intensitätsmaximum liegt. So aber wählen die Kreise $\gamma =$ const, deren Mittelpunkt ebenfalls im Durchstoßpunkt des primären Strahles liegt, aus diesen Kreuzgitterspektren diejenigen aus, welche einem von ihnen hinreichend nahe liegen, d.h. man wird auf der Platte diese Kreise nicht ganz, sondern nur in einzelnen Punkten vertreten sehen. Dies ist aber in der Tat der Eindruck, welchen die Figur macht. Die Kreise

$$1-\gamma = h_3 \frac{\lambda}{a}, \tag{9}$$

welche der Periodizität in der Strahlrichtung ihre Entstehung verdanken, haben in der Optik ein schon seit NEWTON bekanntes Analogon in den sog. QUETELETschen Ringen[1]); diese treten bei Bestäubung einer ebenen, auf der Rückseite stark reflektierenden Glasplatte im FRAUNHOFERschen Beugungsbild auf. Es interferieren nämlich die von einem und demselben Staubteilchen aus dem einfallenden und aus dem gespiegelten Licht abgebeugten Wellen miteinander. Bei senkrechter Incidenz liegen die Maxima auf den durch Gl. (9) angegebenen Kreisen, sind aber viel flacher als in unserem (309) Falle, weil nur zwei Wellen interferieren. Ließen sich die Staubteilchen zum regelmäßigen Kreuzgitter anordnen, so ließe sich die Analogie zu den obigen Interferenzen an Kristallen zweifellos noch weiter treiben.

Es muß beachtet werden, daß bei gegebenem Raumgitter die Einteilung in Elementarparallelepipede keine eindeutige ist, sondern auf unendlich viele Arten vorgenommen werden kann. Beim regulären Raumgitter z.B. kann man statt in Würfel in solche Parallelepipede zerlegen, deren eine Seite die Diagonale einer Würfelfläche ist und somit die Richtung einer zweizähligen Symmetrieachse hat. Die Intensitätsmaxima müssen sich nach dem obigen auch zu durchbrochenen Kegelschnitten um solche Achsen zusammenfassen lassen, wie überhaupt zu jeder derartigen Einteilung eine Art, die Maxima zusammenzufassen, gehört. In der Tat bestätigt Fig. 12, Tafel V, daß die Flecken sich zu Kreisen um eine zweizählige Achse anordnen, wenn man in Richtung dieser den regulären Kristall durchstrahlt und die photographische Platte dazu senkrecht stellt. Auch in den komplizierteren Figuren hat man stets den Eindruck, daß sich die Intensitätsmaxima zu durchbrochenen Kegelschnitten verbinden lassen. Soviel bisher zu sehen ist, läßt sich die Theorie unter der Annahme mehrerer Wellenlängen von $0{,}038 \cdot a$ bis $0{,}15 \cdot a$ gut der vierzählig symmetrischen Aufnahme (Fig. 5, Tafel II) anpassen. Da a für Zinksulfid gleich $3{,}38 \cdot 10^{-8}$ cm ist, würden sich daraus die Wellenlängen in dem Intervall von $1{,}3 \cdot 10^{-9}$ bis $5{,}2 \cdot 10^{-9}$ cm ergeben.

Trotz dieser Übereinstimmung darf nicht verschwiegen werden, daß unsere Theorie auf jeden Fall weitgehender Verbesserung bedarf. Die Wärmebewegung bei den Molekülen verrückt diese nämlich schon bei Zimmertemperatur um einen erheblichen Bruchteil der Gitterkonstanten und infolgedessen um ein Vielfaches der Wellenlänge, ein Umstand, der durchaus der Berücksichtigung bedarf. Deshalb wäre es auch voreilig, wenn man aus dem Ausdruck (6) Schlüsse auf die Schärfe der Interferenzmaxima schließen wollte.

(310) Daß von allen bisher untersuchten Kristallen mit Ausnahme des Diamants die Intensitätsmaxima auf einen spitzen Winkel gegen die Richtung des primären Strahles beschränkt sind, statt nach allen Richtungen auszugehen, wie man zunächst nach Gl. (6) erwarten könnte, wird man wohl auf die Richtungsfunktion Ψ zurückführen müssen; doch ist es auch denkbar, daß die Wärmebewegung zur Erklärung herangezogen werden muß.

Allgemeine Folgerungen. Diskutieren wir zum Schluß noch ohne allen Bezug auf die Formel die Frage, inwiefern diese Versuche für die Wellennatur der Röntgenstrahlen sprechen.

Daß die vom Kristall ausgehende Strahlung Wellencharakter trägt, ist wohl durch die Schärfe der Intensitätsmaxima bewiesen, welche als Interferenzphänomen leicht, auf Grund korpuskularer Vorstellungen aber wohl kaum verständlich ist; daneben auch durch ihre große Durchdringungsfähigkeit, welche von allen bekannten Korpuskularstrahlen nur die schnellsten β-Strahlen erreichen. Dennoch könnte man aber vielleicht die Wellennatur der *primären* Strahlen bezweifeln. Denken wir nun einmal, die Atome des Kristalls würden im Fall von Fig. 5, Tafel II durch eine Korpuskularstrahlung angeregt. (Die von manchen Forschern angenommene Lichtquantenstruktur der Röntgenstrahlen kann hier unter der Bezeichnung korpuskulare Strahlung mit einbegriffen werden.) Zu kohärenten Schwingungen könnten dabei nur solche Reihen von Atomen kommen, welche von demselben Korpuskel getroffen werden, d.h. Reihen, welche zur z-Richtung parallel sind. Atome, welche in der x- oder y-Richtung einen gewissen Abstand voneinander haben, würden von verschiedenen Korpuskeln angeregt; eine bestimmte Phasendifferenz zwischen ihren Schwingungen könnte nicht auftreten. Infolgedessen würde von dem Intensitätsausdruck (6) nur ein Sinusquotient übrigbleiben; wir erhielten nur eine Bedingung für ein Intensitätsmaximum und diese wäre, wie schon aus Symmetriegründen einleuchtet, auf Kreisen um den Durchstoßpunkt des (311) primären Strahles erfüllt. Die Durchbrechung dieser Kreise, die doch tatsächlich auftritt, wäre danach unverständlich. Zudem aber sind die primären und die vom Kristall ausgehenden Strahlen allem Anschein nach so gleichartig, daß man von der Wellennatur der letzteren wohl ziemlich sicher auf die Wellennatur der ersteren schließen kann. Ein Unterschied freilich bleibt bestehen: Die vom Kristalle ausgehende Strahlung hat sicher eine erhebliche spektrale Homogenität, d.h. eine gewisse Periodizität. Die primäre Strahlung hingegen wird man nach SOMMERFELDs Vorstellungen wohl, soweit sie „Bremsstrahlung" ist, als aus durchaus unperiodischen Impulswellen bestehend annehmen müssen; die im folgenden mitgeteilten Versuche sind jedenfalls mit dieser Annahme verträglich. Unentschieden bleibe vorläufig, ob die periodische Strahlung erst im Kristall durch Fluoreszenz entsteht oder ob sie neben den Impulsen schon in der primären Strahlung vorhanden ist und durch den Kristall nur ausgesondert wird[2]). Doch scheint uns Hoffnung zu bestehen, daß weitere Versuche bald darüber Aufschluß geben werden.

[1]) Vgl. z.B. A. WINKELMANN, Handbuch der Physik VI, Leipzig 1906, p. 1083.

[2]) Vgl. auch p. 322.

Experimenteller Teil

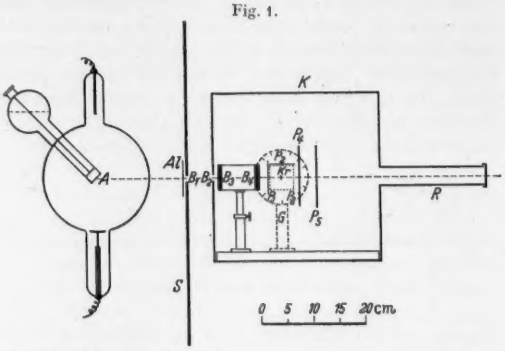
von W. Friedrich und P. Knipping.

Zur experimentellen Prüfung der im vorhergehenden Teil beschriebenen Überlegungen wurde nach einigen Vorversuchen mit einem provisorischen Apparat folgende definitive Versuchsanordnung verwandt, die in Fig. 1 schematisch abgebildet ist. Von den von der Antikathode A einer Röntgenröhre ausgehenden Röntgenstrahlen wird ein schmales Bündel von ca. 1 mm Durchmesser durch die Blenden B_1 bis B_4 ausgeblendet. Dieses Bündel durchsetzt den Kristall Kr, der in einem Goniometer G aufgestellt ist. Um den Kristall waren in verschiedenen Richtungen und Abständen photographische Platten P angebracht, (312) auf denen sich die Intensitätsverteilung der vom Kristall ausgehenden Sekundärstrahlen registrierte. Gegen nichtgewollte Strahlen war die Anordnung durch einen großen Bleischirm S sowie durch den Bleikasten K in genügender Weise geschützt. Die Größe der wichtigen Teile der Versuchsanordnung lassen sich aus der Fig. 1 entnehmen, die im Maßstab 1:10 gezeichnet ist.

Die Einstellung der gesamten Versuchsanordnung wurde auf optischem Wege bewerkstelligt. Ein Kathetometer, dessen Fernrohr mit einem Fadenkreuz versehen war, hatten wir ein für allemal unverrückbar aufgestellt. Der Reihe nach wurden Brennfleck der Antikathode, Blenden und Goniometerachse in die optische Achse des Fernrohrs gebracht. Auf diese Weise konnten wir die recht umständliche Einstellung mit Röntgenstrahlen durch die viel bequemere optische ersetzen. Kontrollversuche mit Röntgenstrahlen selbst erwiesen auch, daß diese Justierung auf optischem Wege völlig ausreichend war. Die Blenden B_1 bis B_3 schirmten hauptsächlich die Sekundärstrahlen der Röhrenwände ab, während die eigentliche Begrenzung für das auf den Kristall auffallende Röntgenstrahlenbündel die Blende B_4 bildete. Diese hatte gewöhnlich 0,75 mm Durchmesser, war in eine 10 mm dicke Bleischeibe gebohrt und konnte vermittelst dreier Stellschrauben (nicht gezeichnet) so justiert werden, daß die Achse des Loches genau mit der Fernrohrachse resp. Achse des Strahlenbündels zusammenfiel. Hierdurch wurde erreicht, daß ein Strahlenbündel von kreisrundem Querschnitt auf den Kristall fiel; ferner wurde hierdurch das Maß der von der Wand jener Blende B_4 ausgehenden Sekundärstrahlen auf ein Minimum reduziert, was nötig war, um den Plattenschleier möglichst zu unterdrücken. Um diese Einstellung auch während der Aufnahme kontrollieren zu können, photographierten wir das Primärbündel, nachdem es den Schutzkasten durch ein langes Ansatzrohr R verlassen hatte, zu welchem Zwecke eine eigene Kassette am Ende dieses Rohres angebracht war (nicht mitgezeichnet). Das Rohr R diente sonst dazu, die Sekundärstrahlen, die bei dem Auftreffen der Primärstrahlen auf die hintere Kastenwand entstehen würden, möglichst zu vermeiden. (313)

Nach diesen Justierungen, deren Güte wir vor jeder Aufnahme kontrollierten, wurde die Goniometerachse auf dem üblichen Wege senkrecht zum Strahlengang gerichtet. In gleicher Weise waren die verschiedenen Plattenhalter so justiert, daß die Primärstrahlen die aufgestellten Films resp. Platten senkrecht durchsetzten resp. parallel zu ihnen verliefen. Wenn der

Fig. 1.



Abstand Antikathode-Kristall	350 mm
„ Kristall-P_1 resp. P_2 resp. P_3	25 „
„ Kristall-P_4	35 „
„ Kristall-P_5	70 „

Apparat soweit orientiert war, wurde der zu bestrahlende Kristall, der mit einer Spur Klebwachs am Goniometertisch befestigt war, eingestellt, und zwar wieder mit Hilfe des schon genannten Fernrohres in der bekannten Weise unter Benutzung eines „Signales". Diese — wie sich später zeigen wird — sehr wesentliche Justierung konnte von uns bis auf eine Minute genau vorgenommen werden. Als Aufnahmematerial benutzten wir, nachdem wir einige andere Sorten als nicht so (314) geeignet befunden hatten, Schleußner-Röntgen-Films, die mit Rodinal (1:15) entwickelt die besten Resultate lieferten.

Die Überschlagsrechnungen nach den bisherigen Erfahrungen über Sekundärstrahlen zeigten, daß recht beträchtliche Expositionszeiten notwendig waren. Die Belichtungszeiten bewegten sich bei 2 bis 10 Milli-Ampère Belastung (je nach der 6—12 Wehnelt betragenden Härte der Röhre[1])) zwischen 1—12 Stunden. Als Röntgenröhren kamen teils Intensivröhren von Gundelach, teils Rapidröhren mit Wasserkühlung von Müller zur Verwendung, die von einem 50 cm Klingelfuß-Induktor betrieben wurden. Als Unterbrecher gelangten teils ein Wehnelt-, teils ein mechanischer Unterbrecher zur Verwendung. Vor die Röntgenröhre wurden passende Ventilröhren zur Vermeidung von Schließungslicht geschaltet. Es wurde mit Pausen exponiert, um die Röhre nicht allzusehr zu erhitzen. Für die bisher ausgeführten Versuche erwies sich eine Härte von 8—10 Wehnelt als geeignet.

Vorversuche mit dem provisorischen Apparat[2]). Da wir anfangs glaubten, es mit einer Fluoreszenzstrahlung zu tun zu haben, mußte ein Kristall verwendet werden, der Metall von beträchtlichem Atomgewicht als Bestandteil enthielt, um möglichst intensive und zugleich homogene Sekundärstrahlen zu erhalten, die für die Versuche am geeignetsten zu sein schienen. Nach Barkla kamen in erster Linie die Metalle vom Atomgewicht 50—100 in Betracht. Da wir vorderhand keinen guten Kristall, der derartige Metalle enthielt,

[1]) Zwei Härtemesser waren uns in dankenswerterweise von der Firma Reiniger, Gebbert & Schall zur Verfügung gestellt.

[2]) Dieser war im Prinzip wie der spätere, nur einfacher gehalten und ohne genaue Einstellungsmöglichkeit. Die Blendöffnungen betrugen hierbei 3 mm.

zur Verfügung hatten, benutzten wir zu den Vorversuchen einen leidlich ausgebildeten Kupfervitriolkristall. Dieser wurde ziemlich willkürlich in den Apparat eingesetzt, und zwar fielen die (315) Röntgenstrahlen ungefähr senkrecht auf eine Pinakoidfläche 3. Art (110) auf. Im Abstand von 40 mm von ihm waren zwei photographische Platten — entsprechend P_2 und P_4 in Fig. 1 — aufgestellt. Nach der Exposition war die obere Platte schwach, aber gleichmäßig geschwärzt, P_4 wies außer dem Durchstoßungspunkt der Primärstrahlen eine Reihe von anscheinend geordneten Flecken auf (siehe Tafel I, Fig. 1).

Um sicher zu sein, daß diese Flecken durch die Kristallstruktur des Kupfervitriols bedingt waren, wurden Kupfervitriolkristalle grob pulverisiert, in ein kleines Papierschächtelchen eingeschlossen und der vorhergehende Versuch bei sonst gleichen Bedingungen wiederholt. Die Platte P_2 zeigte keine Änderung, dagegen waren die großen geordneten Flecken auf P_4 verschwunden; statt dessen erschien der Durchstoßungsfleck mit einem Saum von vielen kleinen, unregelmäßig angeordneten Pünktchen umgeben (siehe Tafel I, Fig. 2). Die Vermutung, daß bei ganz fein pulverisiertem Material der Rest der Flecken verschwinden würde, fand seine Bestätigung durch den nächsten Versuch. Ein weiterer Versuch mit herausgenommenem Kristall bei sonst identischen Bedingungen zeigte, wie wohl zu erwarten war, daß die Platten bis auf den Durchstoßungspunkt der Primärstrahlen ungeschwärzt blieben.

Es folgten noch zwei Aufnahmen mit dem zuerst genannten Kupfervitriolkristall. Bei der einen wurde bei gleicher Orientierung der Kristall parallel zu sich verschoben, so daß eine andere Stelle des Kristalles durchstrahlt wurde; bei der zweiten der Kristall um einige Grade gegen die Röhre geneigt. Jene Aufnahme ist identisch mit Fig. 1, Tafel I, die Erscheinung ist unabhängig vom Ort der Durchstrahlung. Die andere Aufnahme zeigt, daß die Lage der sekundären Flecken von der Orientierung des Kristalles gegen die Einfallrichtung der Primärstrahlen abhängig ist.

Da die eben beschriebenen Versuche erwiesen hatten, daß die obigen Überlegungen experimentell verifizierbar sind, ließen wir den vorhin beschriebenen besseren Apparat bauen, stellten aber inzwischen weitere Versuche mit Zinkblende, Steinsalz (316) und Bleiglanz (Spaltstücke) an. Diese ergaben ganz ähnliche Resultate wie bei Kupfervitriol. Wir werden jedoch von einer Beschreibung derselben Abstand nehmen, weil, wie sich zeigen wird, eine genaue Orientierung der Kristalle notwendig war, um einen tieferen Einblick in die Erscheinungen zu gewinnen.

Versuche mit genauer Orientierung des Kristalles zur Richtung der Primärstrahlen. Mit dem definitiven Apparat wurde zunächst die auf Fig. 1, Tafel I abgebildete Aufnahme wiederholt, und zwar wurden sämtliche in Fig. 1 angegebenen Platten aufgestellt [1]). Die Orientierung des Kupfervitrioles war möglichst dieselbe wie vorher. P_2 und P_3 zeigten gleichmäßige Schwärzung; P_1 wies bloß den Durchstoßungspunkt der Primärstrahlen auf. Auf P_4 und P_5 war eine ähnliche Figur wie bei Aufnahme 1 zu sehen; indessen waren jetzt entsprechend der kleineren Blendenöffnung die sekundären Flecken zusammengeschrumpft (siehe Tafel I, Fig. 3 und 4). Bemerkenswert ist, daß sich die Abstände (Kristall — P_4) zu (Kristall — P_5) verhalten wie die Größe der Figuren auf P_4 resp. P_5, wodurch erwiesen wurde, daß die Strahlung geradlinig vom Kristall ausgeht. Ferner ist zu beachten, daß die Größe der einzelnen Sekundärflecken trotz des größeren Abstandes der Platte P_5 vom Kristall dieselbe geblieben ist. Dies dürfte wohl ein Anzeichen dafür sein, daß die je einen Einzelfleck hervorrufenden Sekundärstrahlen als paralleles Bündel aus dem Kristall heraustreten.

Es ist zu erwarten, daß die Erscheinung bei Kristallen des regulären Systemes übersichtlicher und leichter verständlich wird wie bei dem triklinen Kupfervitriol, weil man wohl annehmen darf, daß das zugehörige Raumgitter von der größtmöglichen Einfachheit ist. Als geeignet erschien uns die reguläre Zinkblende, mit der wir, wie schon erwähnt, Vorversuche gemacht und beträchtliche Intensität der Sekundärstrahlen erhalten hatten. Wir ließen von Steeg & Reuter in (317) Homburg eine planparallele Platte aus einem guten Kristall parallel zu einer Würfelfläche (100) (senkrecht zu einer kristallographischen Hauptachse) schleifen von 10 × 10 mm Größe und 0,5 mm Dicke. Diese Platte wurde in der oben beschriebenen Weise genau orientiert, so daß die Primärstrahlen den Kristall senkrecht zur Würfelfläche durchsetzten. Das Resultat eines solchen Versuches zeigt uns Fig. 5 [2]), Tafel II. Die Lage der sekundären Flecke ist völlig symmetrisch geworden in Bezug auf den Durchstoßungspunkt. Man kann in die Figur zwei Paare zueinander senkrecht stehende Symmetrieebenen einzeichnen. Nimmt man irgendeinen der Flecken aus der Figur heraus und liegt dieser nicht auf einer der Symmetrieebenen, so kann man ihn durch Spiegelung und Drehung um 90° mit noch 7 zugehörigen Punkten zur Deckung bringen. Fällt ein Fleck mit einer Symmetrieebene zusammen, so kann man diesen naturgemäß nur mit noch 3 entsprechenden zur Deckung bringen. Dies entspricht der holoedrischen Symmetrie des regulären Systems, trotzdem die Zinkblende in eine hemiedrische Klasse gehört. Diese Tatsache, daß eine völlige Vierzähligkeit auf der Platte vorhanden ist, ist wohl einer der schönsten Beweise für das Raumgitter der Kristalle, und daß keine andere Eigenschaft als allein das Raumgitter hier in Betracht kommt. Denn die Raumgitter zeigen *stets* die holoedrische Symmetrie; Translationen von Raumgittern verschiedener Natur gegeneinander, wie sie zur Erklärung der Hemiedrieen angenommen werden müssen, sind nach den Versuchen und unserer Theorie ohne Einfluß. Diese Anforderung der Symmetrie fand auch weiterhin ausnahmslos Bestätigung durch die Versuche. Einmal ließen wir die Primärstrahlen senkrecht auf eine Oktaederfläche (111), dann auf eine Rhombendodekaederfläche (110) auffallen. Fig. 7, Tafel III gibt die Dreizähligkeit wieder entsprechend der dreizähligen Achse, in der der Kristall bestrahlt (318) wurde; Fig. 12, Tafel V analog Zweizähligkeit, entsprechend der zweizähligen Achse. Über das Zustandekommen der letzteren vergleiche weiter unten.

Drehen wir den Kristall um den primären Strahl, so muß man aus dem Vorhergehenden schließen, daß

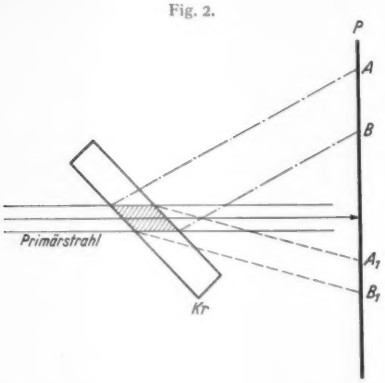
[1]) Blendenöffnung B_4 bei diesem Versuch 1,5 mm.

[2]) Die Aufnahme 9 Tafel IV wurde gemacht mit einem provisorisch aufgestellten Film in 10 mm Abstand vom Kristall. Bei Fig. 10, Tafel IV war der Film in doppeltem Abstand vom Kristall aufgestellt wie bei Fig. 5, Tafel II.

sich das Bild auf der Platte mitdreht. In der Tat zeigten Versuche in dieser Richtung vollauf die Stichhaltigkeit dieses Schlusses.

Es war noch zu zeigen, eine wie genaue Orientierung des Kristalles erforderlich ist, um bei Wiederholung eines Versuches identische Bilder zu erhalten. Wir ließen den primären Strahl um 3° gegen eine vierzählige Achse geneigt, doch so, daß die Ebene durch Strahl und Achse eine Symmetrieebene war, durch den Kristall gehen. Das Resultat dieses Versuches gibt Fig. 11, Tafel V. Wie wir sehen, ist die Vierzähligkeit verschwunden, wenngleich man noch die Mehrzahl der Flecken in Fig. 5, Tafel II wiedererkennen kann. Die eine Symmetrieebene zeigt sich auch hier. Ebenso ist Fig. 8, Tafel III durch Neigung des Kristalles um 3° aus Fig. 7, Tafel III entstanden.

Fig. 2.



Drehten wir die senkrecht zur vierzähligen Achse geschliffene Platte so, daß der primäre Strahl sie parallel zu einer dreizähligen Achse durchsetzte, so ergab sich eine Figur, (319) die sich von Fig. 7, Tafel III nicht in der Lage der Flecke, sondern allein durch deren Größe unterschied. Auch nach der Symmetrie gleichberechtigte Flecken zeigten jetzt Größenunterschiede. Es beweist dies, daß die Begrenzung des durchstrahlten Kristallstückes ohne Einfluß auf die Lage der Intensitätsmaxima ist, während die Unterschiede in der Fleckengröße den Unterschieden der verschieden gerichteten Projektionen des durchsetzten Kristallstükkes auf die photographische Platte entsprechen (siehe Fig. 2). Das schraffierte Gebiet stellt den durchleuchteten Teil des Kristalles *Kr* dar. AB und A_1B_1 sind die Projektionen dieses Teiles auf die Platte P und geben die Größe der Flecken an. Drehten wir dieselbe Kristallplatte so, daß der primäre Strahl sie jetzt in der Richtung einer zweizähligen Symmetrieachse durchsetzte, so entstand die Fig. 12, Tafel V, die sich nur durch die ungleiche Größe entsprechender Flecke von einer Aufnahme unterschied, die wir mit einem zur zweizähligen Achse senkrechten Spaltstück gemacht hatten.

Außer den eben beschriebenen Versuchen haben wir weitere mit Zinkblende, Kupferkristall, Steinsalz und einer Diamantplatte angestellt. (Die Diamantplatte ist ein höchst dankenswertes Geschenk der Firma Ginsberg in Hanau an das physikalische Institut der Universität.) Wir sehen jedoch von der Mitteilung der Photogramme ab, weil die Versuche noch nicht abgeschlossen sind, hoffen aber in Kürze darüber berichten zu können. Wir wollen indessen noch auf zwei Versuchsergebnisse aus dieser Serie hinweisen, die uns von Bedeutung erscheinen.

Erstens haben wir beim Steinsalz gefunden, daß die Intensität der sekundären Flecke von der Dicke der durchstrahlten Schicht abhängt; denn bei gleicher Expositionszeit, gleicher Härte der Röhre und sonst gleichen Bedingungen war die Schwärzung bei 15 mm durchstrahlter Schicht des Kristalles wesentlich größer als bei einer 10mal dünneren Schicht. Wir wollen diese Versuche mit anderem Material weiter fortführen.

Zweitens wollen wir einem Versuch mit dem Diamanten ein paar Zeilen widmen. Kohlenstoff zeigt nach Barkla keinerlei bisher nachgewiesene Eigenstrahlung. Es war also zu (320) erwarten, daß selbst bei erheblichen Expositionen die Platten außer der durch die zerstreute Strahlung hervorgerufenen allgemeinen Schwärzung keine Flecken wie bei den anderen Kristallen zeigten, wenn diese auf Eigenstrahlung des Kristalles beruhten. Entgegen dieser Vermutung wiesen nicht nur die hinteren Platten P_4 und P_5 ähnliche Erscheinungen wie bei den früheren Aufnahmen auf, sondern sogar die Platten P_1, P_2 und P_3 ließen deutliche Flekken erkennen[1]). Ob diese auffallende Tatsache zusammenhängt mit dem kleinen Atomvolumen im Vergleich zu dem der übrigen Kristalle oder mit dem anomalen Verhalten des Diamanten gegenüber den Wärmeschwingungen, welches sich an der spezifischen Wärme zeigt, wollen wir vorläufig dahingestellt sein lassen[2]). Entscheidende Versuche hierüber sind ebenfalls in Vorbereitung.

Neben diesen bis jetzt beschriebenen Untersuchungen, die den Zusammenhang der Lage der Sekundärflecken und der Gitterstruktur erforschen sollen, haben wir den Charakter der die Flecken hervorbringenden Strahlen untersucht. Daß wir es in der Tat mit sekundären Röntgenstrahlen zu tun haben, macht der Umstand wahrscheinlich, daß die Strahlen durch beträchtliche Schichten von Metallen hindurchgehen, z. B. durch die Plattenhalter aus Stahlblech. Vorläufige Härtemessungen wurden mit dem Zinkblendekristall, der senkrecht zur vierzähligen Achse geschliffen war, auf folgende Weise angestellt. Da wir das Schwärzungsgesetz der Röntgenstrahlen nicht kennen, ist die Intensität der Strahlen proportional der durch sie hervorgerufenen Schwärzung gesetzt und diese mit einem Hartmannschen Mikrophotometer ausgemessen. Die Kristallsymmetrie bedingt, daß je acht einem Kreise zugeordneten Flecke dieselbe Schwärzung haben, was in der Tat der Fall ist. Wir brachten nun vor die Platte P_5 ein Aluminiumblech von 3 mm Dicke an, welches zwei (321) gegenüberliegende Viertel der Platte bedeckte, die anderen beiden freiließ. Das Primärbündel ging, um Sekundärstrahlen des Aluminiumblechs zu vermeiden, durch eine zentrale Öffnung hindurch. Die Schwärzungsmessungen, die in folgender Tabelle zusammengestellt sind, zeigen, daß der Absorptionskoeffizient der Strahlen ungefähr 3,84 cm^{-1} für Aluminium ist. In Kolonne 1 stehen die Durch-

[1]) Auch bei tagelanger Exposition haben wir bei anderen Kristallen niemals auf den Platten P_1, P_2 und P_3 etwas anderes als allgemeine Schwärzung erhalten.

[2]) Vgl. theor. Teil.

messer der Kreise, auf dem die zueinander gehörenden Flecken liegen. In der zweiten die Schwärzung der Flecken ohne Aluminiumblech, während in der dritten Kolonne die Schwärzung nach dem Durchgang der Strahlen durch das Aluminiumblech verzeichnet ist. In der vorletzten Spalte sind die Werte der Schleierschwärzung der Platten eingetragen, während in die letzte die nach dem bekannten Absorptionsgesetz berechneten Absorptionskoeffizienten k für Al stehen. Das Absorptionsgesetz ist als exponentiell angenommen. Eine nach derselben Methode ausgeführte Härtemessung beim Diamanten ergab eine Härte der sekundären Strahlen von ungefähr derselben Größe. Die Härtemessungen nach der photographischen Methode sind jedoch nicht genau genug, um sichere Schlüsse hierüber ziehen zu lassen, da der gefundene Härteunterschied außerhalb der Meßgenauigkeit liegt. Mit einer elektrischen Methode, die wohl von den Zufälligkeiten der photographischen Methode, besonders den Plattenfehlern, verschieden harte Entwicklung etc. frei ist, werden diese Versuche wieder aufgenommen und es wird dann darüber berichtet werden.

Φ	ohne Al	mit Al	Schleier	k
50 mm	1,78	0,88	0,45	3,53 cm^{-1}
57,5 mm	2,02	0,79	0,45	4,71 cm^{-1}
74 mm	0,69	0,53	0,45	3,23 cm^{-1}
86 mm	0,84	0,55	0,45	3,89 cm^{-1}

(322) BARKLA findet für die Durchdringungsfähigkeit der Eigenstrahlung des Zinks einen wesentlich kleineren (für k also einen wesentlich größeren) Wert. Den Schluß nun daraus zu ziehen, daß wir es hier überhaupt nicht mit einer Eigenstrahlung zu tun haben, halten wir jedoch vorderhand nicht für unbedingt notwendig. Die folgende Tatsache spricht eher für eine Fluoreszenzstrahlung, die aber möglicherweise schon in der Primärstrahlung enthalten ist; die gleiche Härte der Strahlen beim Zinksulfid und Diamant läßt dies letztere vermuten. Während der Expositionszeit schwankte nämlich die Härte der Primärstrahlen besonders bei älteren Röhren, die ziemlich aufgebraucht waren und daher oft regeneriert werden mußten, in beträchtlicher Weise (von 6—12 Wehnelt). Dennoch blieben, wie die Photogramme zeigten, die sekundären Flecken scharf begrenzt und unverrückt. Eine Vergleichung der Härte der auf verschiedenen Ringen liegenden Strahlen untereinander läßt vermuten, daß diese von verschiedenem Durchdringungsvermögen sind. Es wäre dies freilich auch dann nicht auffallend, wenn es sich um Eigenstrahlung des Kristalles handeln sollte; denn da ja der Kristall aus Zink- und aus Schwefelatomen aufgebaut ist, so können sowohl die Zinkatome wie die Schwefelatome Strahlungen aussenden, die nach den sonstigen Erfahrungen von verschiedener Härte sind. Stammt die Eigenstrahlung aus der Antikathode selbst, so sind nach BARKLA bei Platin tatsächlich mehrere Strahlungen zu erwarten.

Zum Schluß wollen wir besonders Herrn Prof. A. SOMMERFELD, in dessen Institut diese Arbeit ausgeführt ist, für die bereitwillige Beschaffung der Apparate sowie sein stetiges Interesse und seine fördernden Ratschläge unseren herzlichsten Dank aussprechen. Wir möchten bei dieser Gelegenheit auch nicht versäumen, Herrn Geheimrat RÖNTGEN und Herrn Geheimrat v. GROTH für Überlassung von wertvollen Kristallen und Apparaten, sowie ihr reges Interesse ebenfalls verbindlich zu danken.

München, Institut für theor. Physik der Universität.

Tafel I.

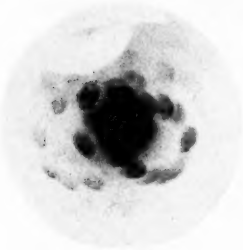


Fig. 1.

Fig. 2.

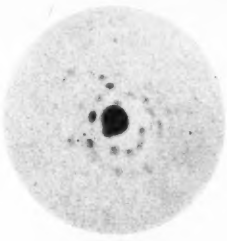


Fig. 3.

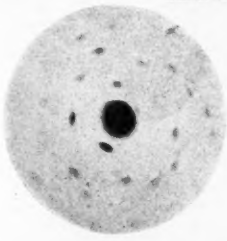


Fig. 4.

Tafel II.

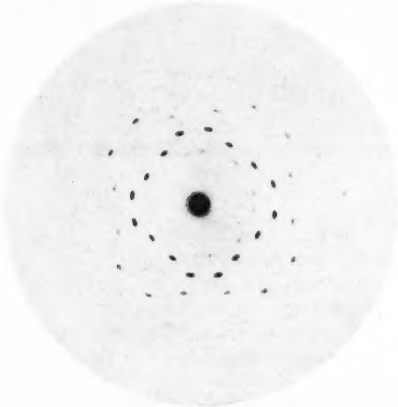


Fig. 5.

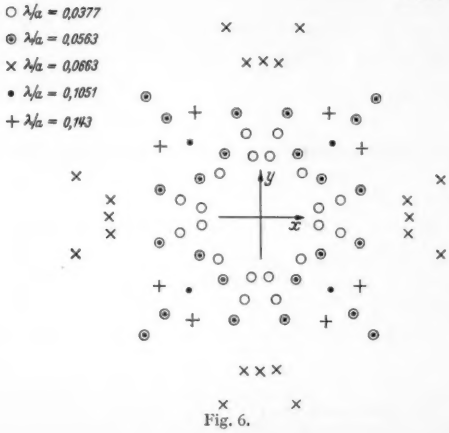


Fig. 6.

Tafel III.

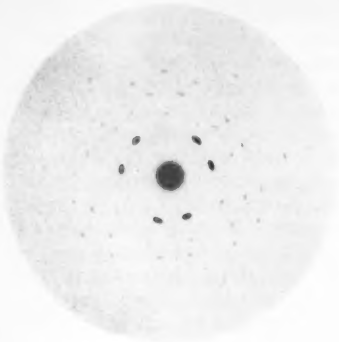


Fig. 7.

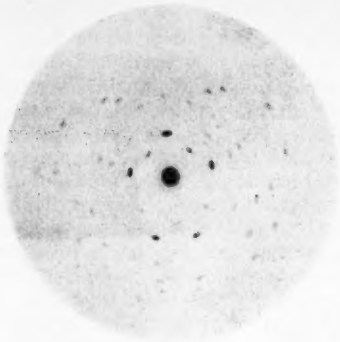


Fig. 8.

Tafel IV.

Fig. 9.

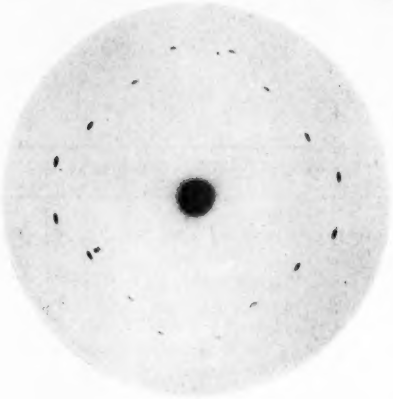


Fig. 10.

Tafel V.

Fig. 11.

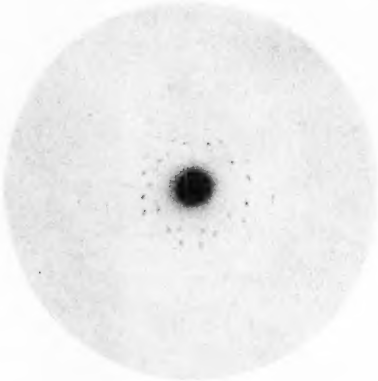


Fig. 12.

Eine quantitative Prüfung der Theorie für die Interferenz-Erscheinungen bei Röntgenstrahlen

von M. Laue.

Vorgelegt von A. Sommerfeld in der Sitzung am 6. Juli 1912.

(363) Vor kurzem veröffentlichten W. Friedrich, P. Knipping und der Verfasser[1]) an dieser Stelle Beobachtungen über Interferenzerscheinungen, die beim Durchgang von Röntgenstrahlen durch Kristalle entstehen, sowie eine Theorie dazu, welche sich qualitativ der Erfahrung anschloß. Jetzt soll diese Theorie einer ersten quantitativen Prüfung unterzogen werden. Mag es sein, daß es dabei nicht gelingt, zur vollen Wahrheit durchzudringen, daß besonders die Werte für die Wellenlängen der Röntgenstrahlen später ersetzt werden müssen durch andere, welche zu ihnen in einfachen,

[1]) W. Friedrich, P. Knipping und M. Laue, diese Verhandlungen 1912, p. 303. Die dortige Numerierung der Gleichungen und Figuren wird hier fortgesetzt.

rationalen Verhältnissen stehen. Das eine geht wohl aus der weitgehenden Übereinstimmung mit der Erfahrung hervor: daß die Theorie auf dem rechten Wege ist. Zugleich mag das Folgende als Beispiel für das Verfahren nützlich sein, nach welchem Photogramme, wie die dort veröffentlichten, auszuwerten sind. Wir wählen dazu die Fig. 5 auf Tafel II, bei welcher das regulär kristallisierte Zinksulfid parallel einer vierzähligen Symmetrieachse durchstrahlt wird. Die Gitterkonstante a ergibt sich aus der Überlegung, daß jedem Elementarwürfel dieses Gitters ein Zink- und ein Schwefelatom entspricht. Bezeichnet also (364)

$$N = 6{,}17 \cdot 10^{23}$$

die Zahl der Molekeln im Mol[1])

$$m = 65{,}4 + 32 = 97{,}4$$

das Molekulargewicht und

$$\delta = 4{,}06$$

die Dichte[2]), so muß

$$a^3 N = \frac{m}{\delta} \tag{10}$$

sein, weil beide Seiten der Gleichung das Volumen eines Mols darstellen. Daraus folgt:

$$a = 3{,}38 \cdot 10^{-8}\,\text{cm}. \tag{11}$$

Wie schon erwähnt (p. 307), legt man zweckmäßig die Koordinatenachsen in die Richtungen der Würfelkanten. Die drei Sinusquotienten des Intensitätsausdruckes (6) haben dann nach (8) ihre Maxima auf den Kegelflächen

$$\alpha = h_1 \frac{\lambda}{a}, \qquad \beta = h_2 \frac{\lambda}{a}, \qquad 1 - \gamma = h_3 \frac{\lambda}{a}.$$

Die Schnitte der beiden ersteren Scharen mit der senkrecht zur z-Richtung stehenden photographischen Platte sind Hyperbeln, während die Gleichung $\gamma =$ const. konzentrische Kreise um den Durchstoßpunkt des primären Strahles ergibt; die Radien dieser Kreise sind proportional zur Tangente des Achsenwinkels

$$\varphi = \arccos \gamma$$

der zugehörigen Kreiskegel.

Um das Photogramm theoretisch nachzukonstruieren, ersetzt man zweckmäßig die wirklichen Koordinaten

$$x = \alpha \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \qquad y = \beta \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

eines Punktes auf der Platte durch α und β als rechtwinklige Koordinaten. Dann bekommen die Kreise (365)

$$\gamma = \sqrt{1 - (\alpha^2 + \beta^2)} = \text{const}$$

Radien gleich

$$\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} = \sin \varphi.$$

In radialer Richtung ist also die Zeichnung gegen das Photogramm verzerrt. Erhalten dagegen bleiben alle Winkel, deren Spitze im Mittelpunkt liegt und damit die Winkelabstände der zu berechnenden Flecken, weil

$$\alpha : \beta = x : y$$

ist. Vor allem aber werden die Kurven $\alpha =$ const und $\beta =$ const jetzt zu den Koordinatenachsen parallele äquidistante Gerade; benutzt man bei der Zeichnung λ/a als Längeneinheit, so findet man diese auf Koordinatenpapier unmittelbar vor. Jedem Schnittpunkt solcher Geraden entspricht ein Schnittpunkt von zwei Hyperbeln im Photogramm, d.h. ein mögliches Kreuzgitterspektrum. Es fragt sich nun, welche von diesen Punkten einem Kreise $1 - \gamma = h_3 \frac{\lambda}{a}$ naheliegen. Wie nahe sie daran liegen müssen, um wirklich sichtbar zu werden, entzieht sich vorläufig unserer Beurteilung. Wir rechnen im folgenden, als ob sie genau auf ihnen liegen müßten, d.h. als ob die Gln. (8) alle genau erfüllt wären. Jedem Interferenzpunkt sind dann drei ganze Zahlen h_1, h_2, h_3, seine Ordnungszahlen, zugeordnet. Diese für spektral homogene Strahlung sicherlich nicht zutreffende Annahme hat auf die zu errechnende Lage der Interferenzpunkte keinen merklichen Einfluß. Auffälliger wird ihr Einfluß auf die zu berechnenden Werte der Wellenlänge, insofern sich diese auch dann ein wenig unterscheiden werden, wenn sie sich auf dieselbe Strahlung beziehen. So lassen sich die unten gefundenen, einige Prozente betragenden Differenzen dieser Art erklären. Wie weit dabei die *tatsächliche* Unbestimmtheit der Wellenlänge infolge der spektralen Inhomogenität eine Rolle spielt, bleibt eine offene Frage.

(366) Haben wir nun für ein Intensitätsmaximum die drei Ordnungszahlen h gefunden, so bestimmt sich das Verhältnis λ/a wegen der Gleichungen (8) und der Identität

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$$

zu

$$\frac{\lambda}{a} = \frac{2 h_3}{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}. \tag{13}$$

Die Richtungskosinus α, β, γ, d.h. die Lage eines Interferenzpunktes, bestimmt sich wegen (8) eindeutig aus den Ordnungszahlen h nach den Formeln:

$$\alpha = \frac{2 h_1 h_3}{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}, \qquad \beta = \frac{2 h_2 h_3}{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}, \qquad \gamma = \frac{h_1^2 + h_2^2 - h_3^2}{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}. \tag{13a}$$

Die Koordinaten x, y eines Interferenzpunktes im Photogramm hängen natürlich außerdem noch vom Abstand z der Platte vom Kristall ab; für sie gelten die Formeln:

$$x = \frac{\alpha}{\gamma} z = \frac{2 h_1 h_3}{h_1^2 + h_2^2 - h_3^2} \cdot z, \qquad y = \frac{\beta}{\gamma} z = \frac{2 h_2 h_3}{h_1^2 + h_2^2 - h_3^2} \cdot z. \tag{13b}$$

Da die Zahlen h ganze Zahlen sind, so sind sie und damit der nach (13) bestimmte Wert λ/a von kleinen Beobachtungsfehlern unabhängig.

In dem genannten Photogramm fassen wir zunächst den zweiten Ring von innen ins Auge, der einen sehr stark ausgeprägten, der Symmetrie wegen achtfachen Punkt trägt. Sein Radius, bestimmt aus dem Abstand einander gegenüberliegender Punkte, ist $r = 1{,}25$ cm.

[1]) M. PLANCK, Wärmestrahlung. Leipzig 1906, p. 162.
[2]) LANDOLT-BÖRNSTEIN, Tabellen. Berlin 1894, p. 62p.

Da der Abstand der Platte vom Kristall $z = 3{,}56$ cm[1]) betrug, so folgt (367)

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{r}{z} = 0{,}350, \qquad \varphi = 19^\circ\,20'$$

$$\cos\varphi = \gamma = 0{,}9436$$

$$1 - \gamma = 0{,}0564\,.$$

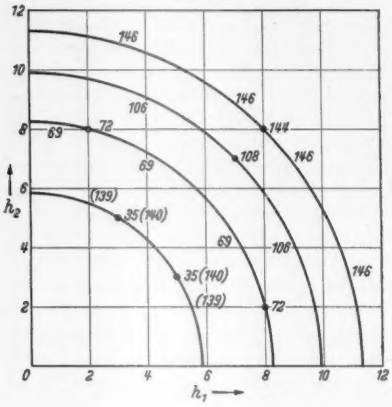
Ist der fragliche Ring von der 1. Ordnung, so muß nach der dritten der Gln. (8)

$$\frac{\lambda}{a} = 0{,}0564 \tag{14}$$

sein. Dann aber müssen wir wegen der Ganzzahligkeit der h nach (13) schließen:

$$\Sigma h^2 = h_1^2 + h_2^2 + h_3^2 = 36.$$

Fig. 3.



Auf dem Koordinatenpapier (Fig. 3) findet man nun leicht die Punkte

$$h_1 = 3, \qquad h_2 = 5$$
$$h_1 = 5, \qquad h_2 = 3,$$

für welche, wenn $h_3 = 1$, $\Sigma h^2 = 35$ ist. Messen wir ihre (368) Winkelabstände gegeneinander und gegen die Achsen, so finden wir völlige Übereinstimmung mit der Lage jener acht Punkte im Photogramm. Somit werden wir dieser Wellenlänge den achtfachen Punkt

h_1	h_2	h_3	Σh^2	$\frac{\lambda}{a}$ nach (13)
3	5	1	35	$\frac{2}{35} = 0{,}0571$

zuschreiben. Die Differenz zwischen diesem Werte von λ/a und dem in (14) gegebenen liegt völlig innerhalb der Fehlergrenze.

Könnte nun dieser Ring von der 2. Ordnung sein? Wohl kaum; denn sonst bekämen die betrachteten Punkte die Ordnungszahlen

$$6 \mid 10 \mid 2 \mid 140,$$

und die Figur zeigt, daß die Punkte

$$4 \mid 11 \mid 2 \mid 141^{2})$$

dem durch sie führenden Kreis so nahe liegen, daß noch ein weiterer achtfacher Punkt zu erwarten wäre, der tatsächlich auf dem Photogramm nicht vorhanden ist.

Fragen wir weiter, ob es für die oben berechnete Wellenlänge einen Ring 2. Ordnung gibt. Dann muß nach (13) $\Sigma h^2 = 70$ sein. In Fig. 3 findet man nun den achtfachen Punkt

$$2 \mid 8 \mid 2 \mid 72 \mid \tfrac{4}{72} = 0{,}0555\,.$$

Der Radius dieses Ringes im Photogramm berechnet sich nach dem Schema:

$$1 - \gamma = 2\frac{\lambda}{a} = 0{,}1111, \qquad \gamma = 0{,}8889, \qquad \varphi = 27^\circ\,16'$$

$$\operatorname{tg}\varphi = 0{,}5154, \qquad r = z\operatorname{tg}\varphi = 3{,}56 \cdot 0{,}5154 = 1{,}84\text{ cm}.$$

(369) In der Tat finden sich in dem Photogramm acht Punkte, deren Abstand vom Mittelpunkt diesen Wert hat, und welche gegen die Achsen und gegeneinander dieselben Winkelabstände haben wie der angegebene Punkt und die sieben anderen, welche man durch Vertauschung von h_1 und h_2, sowie durch Umkehrung der Vorzeichen dieser Zahlen daraus ableitet. Dagegen fehlen die Punkte

h_1	h_2	h_3	Σh^2	$\frac{\lambda}{a}$ nach (13)
4	8	2	69	$\frac{4}{69} = 0{,}0580,$
1	7	2		

welche nach der Zeichnung dem Kreise auch noch recht nahe liegen.

Für einen Ring 3. Ordnung ($r = 2{,}26$ cm) findet sich nach Fig. 3 ein vierfacher Punkt

$$7 \mid 7 \mid 3 \mid 107 \mid \tfrac{6}{107} = 0{,}0561,$$

der im Photogramm tatsächlich zu sehen ist, während merkwürdigerweise der Punkt

$$4 \mid 9 \mid 3 \mid 106 \mid \tfrac{6}{106} = 0{,}0567$$

fehlt. Eine Erklärung dafür läßt sich zur Zeit nicht geben.

Auf dem Ring 4. Ordnung ($r = 2{,}88$ cm) findet sich nach Fig. 3 ein auch im Photogramm vertretener vierfacher Punkt

$$8 \mid 8 \mid 4 \mid 144 \mid \tfrac{8}{144} = 0{,}0555,$$

während die Punkte

11	3	4	146	$\frac{8}{146} = 0{,}0548$
7	9	4		

fehlen. Der Ring 5. Ordnung liefert nach der Zeichnung keinen Punkt. Er würde im Photogramm schon vollkommen außerhalb des Bereiches der Interferenzpunkte liegen.

(370) Übersieht man diese Zusammenstellung, so erscheint ziemlich sicher, daß λ/a zwischen 0,0555 und 0,0571, also etwa bei 0,0563 liegt, was nach (11) auf den Wert

$$\lambda = 1{,}90 \cdot 10^{-9}\text{ cm}$$

[1]) Dieser Abstand z war experimentell nicht so genau bestimmt, wie er hier angegeben ist, schon weil der photographische Film nie ganz eben ist. Der Wert 3,56 cm ist so gewählt, daß die Radien der Ringe in der Berechnung möglichst genau mit den am Photogramm gemessenen stimmen. Somit enthält die Messung eines einzelnen Radius noch keine Prüfung der Theorie, sondern nur die Messung der Quotienten aus den Radien verschiedener Ringe.

[2]) In Fig. 3 ist Ziffer 139 durch 141 und Ziffer 108 durch 107 zu ersetzen.

führt. Unaufgeklärt bleibt nur das Fehlen des einen Punktes im Ring 3. Ordnung. Daß für λ/a nicht überall derselbe Wert herauskommt, liegt daran, daß die drei Beziehungen (8) nicht alle streng erfüllt sein können, wie in Gl. (13) angenommen war. Ob die spektrale Breite der Strahlung so groß ist, daß alle Wellenlängen zwischen den angegebenen Grenzen vorkommen, muß noch dahingestellt bleiben. Hervorgehoben soll noch werden, daß die sechs stärksten Punkte in dem dreizählig symmetrischen Photogramm, Tafel III, Fig. 7 ebenfalls auf diese Wellenlänge hinweisen. Ihr entspricht zweifellos die stärkste von allen vom Zinksulfid ausgehenden Strahlungen.

Ganz analog findet man für den innersten schwachen Ring der vierzählig symmetrischen Aufnahme ($r = 1{,}01$ cm) die Punkte:

h_1	h_2	h_3	Σh^2	$\frac{\lambda}{a}$ nach (13)
1	7	1	51	$\frac{2}{51} = 0{,}0392,$
5	5	1		

von denen der erste achtfach, der zweite vierfach vertreten ist. Dazu gehört als Ring 2. Ordnung der stark ausgebildete 3. Ring von innen ($r = 1{,}46$ cm) mit dem achtfachen Punkt

$$2 \mid 10 \mid 2 \mid 108 \mid \tfrac{4}{108} = 0{,}0370.$$

Weitere Ringe fehlen, trotzdem auf ihnen nach der Konstruktion noch weitere Punkte liegen könnten. Es stimmt dies damit überein, daß nach außen die Intensitäten der Interferenzpunkte schnell abnehmen.

(371) Das Verhältnis λ/a dürfte somit für diese Gruppe von Interferenzpunkten zwischen 0,0392 und 0,0370 liegen, und zwar, da der innere Ring soviel schwächer als der äußere ist, näher an dem letzteren Wert. Nehmen wir $\lambda/a = 0{,}0377$ an, so wird nach (11)

$$\lambda = 1{,}27 \cdot 10^{-9}\,\text{cm}.$$

Sehr auffällig sind in dem Photogramm die vier Gruppen von je drei eng benachbarten Flecken, welche im Abstand $r = 2{,}67$ cm vom Mittelpunkt auf den Koordinatenachsen liegen. Diese lassen sich ungezwungen durch einen Ring 3. Ordnung mit der Wellenlänge

$$\lambda = 0{,}0663\ a = 2{,}24 \cdot 10^{-9}\,\text{cm}$$

erklären, auf welchem nach der Zeichnung die Punkte

h_1	h_2	h_3	Σh^2	$\frac{\lambda}{a}$ nach (13)
0	9	3	90	$\frac{6}{90} = 0{,}0667$
1	9	3	91	$\frac{6}{91} = 0{,}0659$

liegen, von denen der erste ein vierfacher, der zweite ein achtfacher ist. Dieselbe Wellenlänge gehört zu einem Ring 4. Ordnung ($r = 3{,}31$ cm) mit den achtfachen Punkten

$$2 \mid 10 \mid 4 \mid 120 \mid \tfrac{8}{120} = 0{,}0667,$$

während der auch noch in Betracht kommende Punkt

$$1 \mid 10 \mid 4 \mid 117 \mid \tfrac{8}{117} = 0{,}0683$$

fehlt. Daß hier kein Ring 2. Ordnung auftritt, erklärt die Zeichnung damit, daß der einzige dafür in Betracht kommende Punkt (372)

h_1	h_2	h_3	Σh^2	$\frac{\lambda}{a}$ nach (13)
3	7	2	62	$\frac{4}{62} = 0{,}0645$

schon zu wenig zu dieser Wellenlänge paßt. Unerklärt bleibt dagegen, weswegen kein Ring 1. Ordnung auftritt; der Punkt

$$2 \mid 5 \mid 1 \mid 30 \mid \tfrac{2}{30} = 0{,}0667$$

würde vortrefflich zu den oben angegebenen stimmen.

Ferner finden wir noch einen Ring 1. Ordnung ($r = 1{,}78$ cm) für die nur schwach vertretene Wellenlänge

$$\lambda = 0{,}1051\ a = 3{,}55 \cdot 10^{-9}\,\text{cm}$$

mit dem vierfachen Punkt

$$3 \mid 3 \mid 1 \mid 19 \mid \tfrac{2}{19} = 0{,}1051.$$

Ein Ring 2. Ordnung tritt nicht auf, obwohl der Punkt

$$3 \mid 5 \mid 2 \mid 38 \mid \tfrac{4}{38} = 0{,}1051$$

gut zu den angegebenen paßte. Es erklärt sich dies wohl aus dem allgemeinen Abklingen der Intensität nach außen.

Die längste der bisher berechneten Wellenlängen ist aber

$$\lambda = 0{,}1428\ a = 4{,}83 \cdot 10^{-9}\,\text{cm},$$

welche mit dem achtfachen Punkt

$$2 \mid 3 \mid 1 \mid 14 \mid \tfrac{2}{14} = 0{,}1428$$

einen Ring 1. Ordnung ($r = 2{,}12$ cm) bildet. Der zugehörige Ring 2. Ordnung würde schon außerhalb des Gesichtsfeldes liegen.

In Fig. 6, Tafel II ist, um den Vergleich mit der Erfahrung zu erleichtern, das Photogramm 5 auf Tafel II unmittelbar aus den hier angegebenen Zahlen h_1, h_2, h_3 nach den Gleichungen (373) (13b) und unter der Annahme $z = 3{,}56$ cm nachkonstruiert worden. Der Leser mag sich selber durch Abgreifen mit dem Zirkel von der Übereinstimmung der Figur mit dem Photogramm überzeugen. Fortgelassen sind in der Zeichnung nur die beiden Punkte, deren Fehlen im Photogramm unerklärt blieb, und einige Punkte in den äußeren Teilen des Photogrammes, welche bisher noch nicht durchgerechnet sind. Abgesehen von den beiden mehrfach erwähnten Ausnahmen, erklärt also die Theorie, weshalb gerade die beobachteten Interferenzpunkte und nur diese auftreten; sie leistet dies unter Annahme von niedrigen Ordnungszahlen (≤ 10) und von Wellenlängen, welche von der erwarteten Größenordnung 10^{-9} cm sind.

An den obigen Angaben sind meiner Überzeugung nach *sicher* die *Verhältnisse* zwischen den Ordnungszahlen h_1, h_2, h_3, von denen nach (13b) die Lage der Interferenzpunkte allein abhängt. Nicht ebenso sicher sind diese Zahlen selbst und damit auch nicht die angegebenen Werte der Wellenlängen. Immerhin sei bemerkt, daß ich mich für die angegebenen Werte erst nach Prüfung mancher anderer Möglichkeiten

entschieden habe. Verdächtig ist z.B., daß die angegebenen Wellenlängen sich verhalten wie

$$1{,}27:1{,}90:2{,}24:3{,}55:4{,}83 = 4:6:7:11:15.$$

Wollte man aber alle errechneten Interferenzpunkte auf die Wellenlänge $\frac{1}{4}\,1{,}27\cdot 10^{-9} = 3{,}20\cdot 10^{-10}$ cm zurückführen, so müßten, soweit ich sehe, noch viele andere Interferenzpunkte vorhanden sein, die tatsächlich nicht auftreten. Auch sonst sprechen mancherlei Umstände gegen die Annahme einer einzigen Strahlung, z.B. die Härtemessungen (S. 321). Wie dem aber auch sein mag, in der Übereinstimmung der Fig. 6 mit dem Photogramm 5 scheint mir eine weitgehende Bestätigung der Interferenztheorie dieser Erscheinungen zu liegen.

München, Institut für theoretische Physik, Juli 1912.

Berichte.

Linienemission der interstellaren Materie im Radiofrequenzbereich.

Von Reimar Lüst, Göttingen.

Bis zu Beginn der dreißiger Jahre war die Astronomie noch ausschließlich auf den einen Spektralbereich (in der Umgebung des sichtbaren Lichtes) von 3000 bis 30000 Å angewiesen, um Kenntnis über den Ort sowie den Zustand der Objekte im Weltall zu erhalten. Strahlung mit einer Wellenlänge kürzer als 3000 Å wird durch das Ozon in der Erdatmosphäre absorbiert, während die Strahlung im fernen Ultraroten (oberhalb ungefähr 30000 Å) infolge der Molekelabsorption nicht zur Erdoberfläche gelangen kann.

Die bei etwa 30000 Å in großer Stärke einsetzende Molekelabsorption erstreckt sich aber nicht bis zu den allerlängsten Wellen, sondern verschwindet wieder bei etwa 0,1 bis 1 cm Wellenlänge. Hier öffnet sich ein zweites „Fenster" der Erdatmosphäre und dehnt sich bis etwa 15 bis 30 m aus. Strahlung mit einer Wellenlänge oberhalb von 15 bis 30 m wird an der Ionosphäre reflektiert oder in ihr absorbiert. Mit diesem Spektralbereich der Radiowellen von 1 cm bis etwa 15 m sind neue Beobachtungsmöglichkeiten der kosmischen Objekte gewonnen worden. 1931 gelang es Jansky [1] als erstem, bei einer Wellenlänge von 14,7 m Strahlung aus unserer Milchstraße zu empfangen. In den letzten Jahren hat die „Radioastronomie" wesentliche Fortschritte gemacht und weitere astrophysikalische Kenntnisse geliefert.

1. *Kurzer Überblick über die kontinuierliche Radiostrahlung.*

Der überwiegende Teil der aus dem Kosmos einfallenden Radiostrahlung besteht aus einem kontinuierlichen Spektrum, und nur dies konnte zunächst empfangen werden. Als Radioteleskope benutzt man im Meterwellenbereich vor allem Antennensysteme mit flächenhaft angeordneten Dipolen (Fig. 1), während bei kürzeren Wellenlängen vornehmlich Parabolspiegel aus Drahtnetz mit einem Dipol im Fokus (Fig. 2) verwendet wurden. Die aufgenommenen Strahlungsenergien sind sehr gering und liegen nur wenig über der Empfindlichkeitsgrenze der Strahlungsempfänger. Die kleinsten nachweisbaren Intensitäten in diesem Wellenlängenbereich sind ungefähr von der Größenordnung, die der integrierten Lichtintensität eines Sternes 22. Größe entsprechen, also eines Sternes, der mit dem 5 m-Spiegelteleskop photographisch gerade noch gut erreichbar ist [2].

Die gemessene Intensitätsverteilung der kontinuierlichen Strahlung bestätigte und erweiterte die bisherigen Kenntnisse über die Struktur unserer Milchstraße. Insbesondere, wurde ein sehr starkes Maximum der Intensität in Richtung zum galaktischen Zentrum gefunden. Durch besondere wie Interferometer wirkende Antennenanordnungen konnte das wegen der großen Wellenlänge an und für sich sehr schlechte Auflösungsvermögen der Radioteleskope bis auf etwa 10′ in einer Koordinatenrichtung erhöht werden und dadurch einzelne Punktquellen der kontinuierlichen Strahlung nachgewiesen werden. Die Anzahl der bisher aufgefundenen Quellen ist inzwischen auf über hundert gestiegen [3]. Bisher ist es nur in einem Fall gelungen, eine Punktquelle der Radiostrahlung mit einem im optischen Spektralbereich erkennbaren Objekt zu identifizieren, nämlich den Krebs-Nebel [4]; für die typischen Punktquellen ist die Annahme doch gut begründet, daß sie im wesentlichen von Sternen herrühren. Es ist sehr wahrscheinlich, wie theoretische Abschätzungen gezeigt haben, daß der größte Teil der kontinuierlichen Strahlung von solchen Punktquellen stammt, von denen bisher eben nur ein kleiner Teil aufgelöst werden konnte [5]. Ein kleiner Bruchteil der Strahlung kann auch in den heißen Gebieten der interstellaren Materie, in den sog. H II-Regionen, entstanden sein. Dies sind Gebiete in der Nähe von Sternen, in denen infolge der Sternstrahlung der überwiegende Teil des Wasserstoffs ionisiert ist. Die Temperatur dort beträgt etwa 10^4 Grad. Einen weiteren Beitrag zur kontinuierlichen Radiostrahlung liefern die extragalaktischen Objekte. Vier Spiralnebel konnten inzwischen als Quellen von Radiostrahlung identifiziert werden [6]. Die spektrale Verteilung der kontinuierlichen Strahlung ist so, daß die Intensität pro Wellenlängenintervall mit zunehmender Wellenlänge größer wird [7].

Im vergangenen Jahr ist es nun gelungen, auch eine Emissionslinie im Radiowellenbereich nachzuweisen. Hierüber soll im folgenden Näheres berichtet werden. Da es sich um eine Linie des atomaren Wasserstoffs handelt, sei zunächst noch einmal kurz auf das Termschema des Wasserstoffes eingegangen.

2. *Termschema des Wasserstoffs.*

Nach der Bohrschen Atomtheorie sind die Energieniveaus gemäß der Hauptquantenzahl n gegeben, und ein Übergang vom Niveau n' zu n ergibt eine Strahlung mit der Wellenzahl (= reziproke Wellenlänge) $\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right)$ [cm^{-1}], wobei R die Rydberg-Konstante ist und den Wert $1{,}097\cdot 10^5$ cm^{-1} hat. Für den Übergang $n' = 2$ nach $n = 1$ (d.h. L_α) bekommt man so z.B. $\tilde{\nu} = 8{,}24\cdot 10^4$ cm^{-1} oder $\lambda = 1215$ Å.

Die Berücksichtigung der relativistischen Effekte sowie des Elektronenspins liefert infolge magnetischer Wechselwirkung zwischen Spin- und Bahndrehimpuls eine Feinstruktur der Energieniveaus, die jetzt durch die Hauptquantenzahl n, die Bahndrehimpulsquantenzahl l und die Gesamtdrehimpulsquantenzahl j ($j = l + s$; s = Spinquantenzahl) charakterisiert werden. Bei festem n gilt für die Wellenzahl $\tilde{\nu}$ zwischen diesen Feinstrukturniveaus $R = \frac{\alpha^2}{n^3}\left(\frac{1}{j+\frac{1}{2}} - \frac{1}{j'+\frac{1}{2}}\right)$, wobei α die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante ist und den Wert $\frac{1}{137}$ hat. Die Terme mit gleichem j fallen also zusammen. (Von der weiteren Verfeinerung durch die sog. „Lamb-Shift" sei hier abgesehen.) Der Grundzustand $1\,^2S_{\frac{1}{2}}$ sollte hiernach einfach sein. Man erhält für den Übergang bei $n = 2$ von $j' = \frac{3}{2}$ nach $j = \frac{1}{2}$ $(2\,^2P_{\frac{3}{2}} \to 2\,^2S_{\frac{1}{2}})$ $\tilde{\nu} = 3{,}66\cdot 10^{-1}$ cm^{-1} oder $\lambda = 2{,}74$ cm.

Infolge des magnetischen Momentes des Protons hat nun aber das Elektron auch im Grundzustand ($n = 1$; $l = 0$; $j = s = \frac{1}{2}$) zwei Einstellmöglichkeiten, und der Grundzustand ist so in zwei Komponenten aufgespalten. Bezeichnet man die Kerndrehimpulsquantenzahl mit I (beim Proton $I = \frac{1}{2}$) und die Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Atoms mit F ($F = I \pm j$ wegen der beiden Einstellmöglichkeiten), so kann F den Wert 1 oder 0 annehmen. Man bekommt dann für die Wellenzahl bei festem n, I, j und l: $\tilde{\nu} = \frac{8}{3} R \frac{\alpha^2}{n^3} \frac{\mu_p}{1836}[F'(F'+1) - F(F+1)]$, wobei μ_p das magnetische Moment des Protons (in Kernmagnetonen) ist und den Wert 2,78 hat. Für den Übergang im Grundzustand von $F' = 1$ nach $F = 0$ bekommt man so $\tilde{\nu} = 4{,}7\cdot 10^{-2}$ cm^{-1} oder $\lambda = 21{,}2$ cm, somit eine

Wellenlänge, die im uns interessierenden Radiowellenlängenbereich liegt. Experimentell wurde diese Linie zuletzt von KUSCH und PRODELL [8] sehr genau ausgemessen.

Die spontanen Übergangswahrscheinlichkeiten bei den zuvor erwähnten Feinstrukturübergängen, deren Wellenlängen ja ebenfalls im cm-Gebiet liegen, sind von der Größenordnung 10^{-6} bis 10^{-9} sec^{-1} [9]. Diese Übergänge sind deshalb, obwohl es sich um elektrische Dipolstrahlung handelt, stets erheblich benachteiligt gegenüber den Übergängen von n' nach n, die eine um 14 Größenordnungen höhere Übergangswahrscheinlichkeit besitzen, und daher im interstellaren Medium nicht nachweisbar.

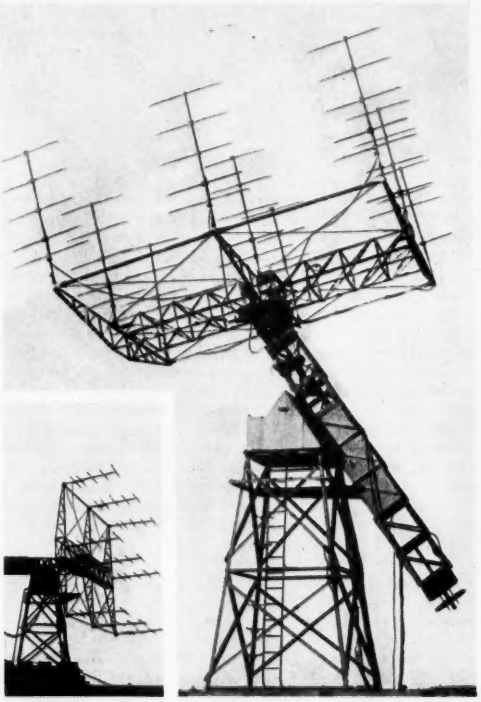


Fig. 1. Antennensystem, bestehend aus 1,5 m langen, miteinander verbundenen Dipolen. Effektive Oberfläche 40 m²; Öffnungswinkel 10°.

Für den Übergang der Hyperfeinstruktur $F' = 1$ nach $F = 0$, der nur durch magnetische Dipolstrahlung möglich ist (er ist also nach den üblichen Auswahlregeln verboten), hat man eine Übergangswahrscheinlichkeit von einigen 10^{-15} sec^{-1}. Das bedeutet also, daß die mittlere Lebensdauer des oberen Zustandes ($F' = 1$) bei Abwesenheit von anderen Prozessen größenordnungsmäßig 10 Mill. Jahren beträgt. Obwohl die spontane Übergangswahrscheinlichkeit also sehr gering im Vergleich zu allen zuvor erwähnten ist, insbesondere auch gegen die Übergangswahrscheinlichkeit durch Atomstöße, kann eine Beobachtung dieser Linie im interstellaren Medium doch möglich sein, da im Grundzustand keine anderen Übergänge in Konkurrenz treten. Und zwar können die kalten Gebiete der interstellaren Materie, in denen der Wasserstoff praktisch nicht ionisiert ist („H I-Regionen"), und die etwa 90% der interstellaren Wolken ausmachen, diese Wasserstofflinie aussenden. Schon 1944 wurde hierauf von VAN DER HULST aufmerksam gemacht.

Der Nachweis dieser Linie hängt neben der selbstverständlichen Voraussetzung, daß der Zustand $F' = 1$ auch angeregt sein muß, davon ab, wie die Intensität der Linien und die Intensität der kontinuierlichen Untergrundstrahlung, die man ja gleichzeitig beobachten wird, sich zueinander verhalten. Die Intensität der kontinuierlichen Strahlung kann nach dem RAYLEIGH-JEANSschen Gesetz durch eine Temperatur T_K charakterisiert werden, und ebenso kann man für die Linienintensität eine Temperatur T_L einführen, nämlich die Temperatur, die im Gleichgewicht die relative Besetzungshäufigkeit der zwei Zustände $F' = 1$ und $F = 0$ bestimmt. Wenn T_K merklich größer als T_L ist, so erscheint die Linie in Absorption, im Falle T_K kleiner als T_L sollte man eine Emissionslinie beobachten, während für $T_K = T_L$ die Linie nicht nachweisbar ist. (Das eben Gesagte gilt nur, wenn das Gas für die Linie optisch dick ist.)

3. *Die Wasserstoffemissionslinie bei 21 cm.*

1951 ist es in der Tat gelungen, die Linie des Hyperfeinstrukturübergangs bei einer Wellenlänge von 21,2 cm (bzw. einer Frequenz von 1420 MHz) im interstellaren Medium zu beobachten. EWEN und PURCELL [10] in Amerika waren die ersten, die im März 1951 die Linie

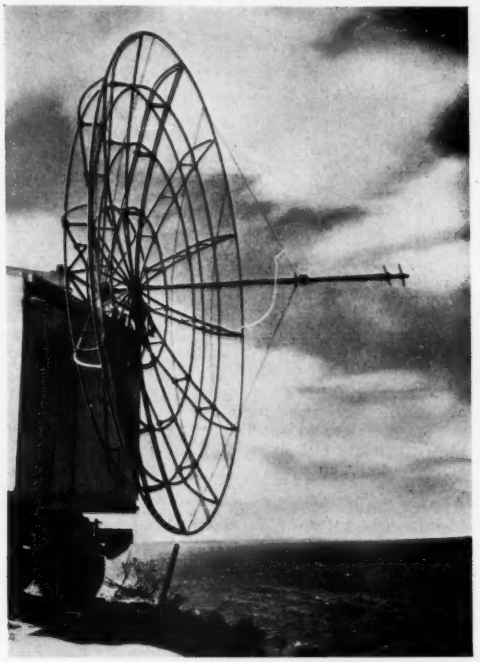


Fig. 2. Parabolspiegel mit Dipol im Fokus. Dipole sind horizontal aufgestellt.

nachweisen konnten. Kurze Zeit später (im Mai) wurde sie auch in Holland von MUELLER und OORT [11] gefunden, und es dauerte nicht lange, bis auch eine Bestätigung der Messung aus Australien [11] kam.

Die amerikanischen Messungen wurden mit einer verhältnismäßig weit geöffneten Spezialantenne („Öffnungswinkel" etwa 12°; hierunter wird der Öffnungswinkel desjenigen Kegels verstanden, auf dessen Rand die Empfindlichkeit auf die Hälfte des Maximalwertes gefallen ist) und bei fester Deklination (−5°) unternommen, während die Holländer über ein größeres Auflösungsvermögen verfügten, da ihre Antenne (ein Parabolspiegel von 7,5 Durchmesser und 1,7 m Brennweite) einen „Öffnungswinkel" von rund $2\frac{1}{2}°$ hatte. Außerdem waren ihnen Messungen bei verschiedenen Deklinationen möglich. Die Messungen beider Gruppen wurden so ausgeführt, daß die Antenne jeweils eine feste Richtung relativ zur Erde hatte, während die Bewegung über den Himmel durch die Erdrotation bewirkt wurde.

Die gemessene Linie erscheint in Emission. Die Breite der Linie und die Lage des Linienschwerpunktes wird affiziert durch die Radialkomponente der Bahnbewegung der Erde, der Sonnenbewegung relativ zu den benachbarten interstellaren Wolken und der differentiellen Rotation der Milchstraße und liegt in der Größenordnung von einigen hundert kHz. Die Messungen zeigen klar, daß diese Linienstrahlung vom interstellaren Medium unserer eigenen Milchstraße stammt, denn bei Durchgang der Antenne durch den galaktischen Äquator ergab

sich jeweils ein ausgeprägtes Maximum in der Intensität der Linie. In der Richtung zum Sternbild Ophiuchus (nahe zum galaktischen Zentrum) und in der Richtung zum galaktischen Zentrum selbst ist bemerkenswert, daß die Intensität bei einer galaktischen Breite von 8 bis 10° erst um die Hälfte des Maximumwertes abgenommen hat. Das kann nur so erklärt werden, daß die Linienstrahlung in dieser Richtung in verhältnismäßig nahen interstellaren Wolken entsteht, die etwa 300 bis 400 psc (1 psc ≈ 3¼ Lichtjahre) entfernt sein dürften. Diese Entfernungsangaben stimmen recht gut mit der Tatsache überein, daß man aus der Breite der Emissionslinie in der Richtung zum galaktischen Zentrum eine Geschwindigkeit der Wolken relativ gegeneinander von 5 km/sec erhält, eine Größenordnung, die sich auch aus Beobachtungen im Visuellen ergibt. In der Richtung zum galaktischen Zentrum ist ja keine Radialkomponente der

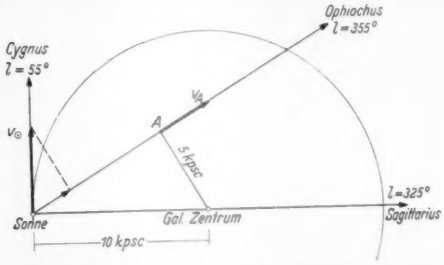


Fig. 3. Rotationsgeschwindigkeiten in der Ebene der Milchstraße l = galaktische Länge; $v_\odot$ = Rotationsgeschwindigkeit der Sonne; v_A = Rotationsgeschwindigkeit am Punkt A.

galaktischen Rotation gegeben, und die Breite der Emissionslinie wird so durch diesen Effekt nicht affiziert. In der Richtung des Sternbild Cygnus (Schwan), das einen Winkelabstand von 90° vom galaktischen Zentrum hat, erscheinen die Wolken, in denen die Linie entsteht, stärker zur Milchstraße konzentriert zu sein, und ihre Entfernung dürfte etwa das Doppelte des eben angegebenen Wertes betragen.

Diese geringen Entfernungen, aus denen die Strahlung empfangen wird, sprechen dafür, daß die optische Tiefe bei der Wellenlänge dieser Linie verhältnismäßig hoch ist. Theoretische Abschätzungen von EWEN und PURCELL bestätigen dies. Die andere mögliche Konsequenz, daß die zentraleren Teile der Milchstraße keinen atomaren Wasserstoff besitzen, ist nicht nur sehr unwahrscheinlich, sondern steht auch im Widerspruch zu den im folgenden Absatz erwähnten Messungen.

Infolge der galaktischen Rotation wird die Emissionslinie nicht nur verbreitert, sondern der Linienschwerpunkt wird, wenn die Linie in großer Entfernung beobachtet wird, auch erheblich verschoben werden. Die stark verschobene Linie wird aber dann durch nahe Wolken kaum mehr absorbiert. Man hat so die Möglichkeit, etwas über die bisher unzugänglichen Gebiete im Innern unserer Milchstraße zu erfahren. Messungen bei einer galaktischen Länge von 355°, entsprechend einem Winkelabstand von 30° vom Milchstraßenzentrum (s. Fig. 3), führen zu einem Wert der Rotationsgeschwindigkeit des galaktischen Systems von 190 km/sec bei einem Abstand von 5 kpsc vom Milchstraßenzentrum, d.h. einem Abstand, der halb so groß ist wie die Sonnenentfernung zum Zentrum (10 kpsc). Auf Grund von früheren Modellrechnungen war man schon ungefähr auf den gleichen Betrag der Rotationsgeschwindigkeit im Abstand der halben Sonnenentfernung gekommen, wenn man, ebenso wie zur Interpretation der Messungen, 270 km/sec für die Rotationsgeschwindigkeit in der Sonnennähe zugrundelegt.

In der Richtung zum Ophiuchus gelang es auf diese Weise, durch Beobachtung bei einer um 250 kHz tieferen Frequenz bis in Entfernungen von 8 kpsc vorzudringen. Die Ausdehnung in galaktischer Breite ist hier äußerst gering, wie man es für so große Entfernungen auch erwartet.

Die Intensitätsmessungen von EWEN und PURCELL etwa in der Richtung zum galaktischen Zentrum führten zu einem T_L von 35° K, wenn man aus früheren Messungen für die kontinuierliche Strahlung in diesem Wellenlängenbereich ein T_K von 10° K extrapoliert. Die kinetische Temperatur in den nichtionisierten Gebieten des interstellaren Wasserstoffs — d.h. in den H I-Regionen — ist von SPITZER abgeschätzt worden und dürfte von der Größenordnung 50° K sein. PURCELL nimmt deshalb an, daß die Anregung der Linie durch Stöße der Wasserstoffatome erfolge. Die Zeit zwischen zwei Stößen beträgt in diesen Gebieten etwa einige hundert Jahre und ist klein gegenüber der Lebensdauer des Zustandes $F' = 1$, so daß die Annahme eines Gleichgewichtes bei der Einführung der Temperatur T_L gerechtfertigt sein dürfte. Eine genauere Untersuchung des Anregungsmechanismus ist von WOUTHUYSEN [12] angekündigt worden.

Die oben angegebenen Ergebnisse sind noch recht vorläufiger Natur. Weitere Messungen werden sicherlich noch manches Interessante wie auch ein noch detaillierteres Bild von der Struktur unserer Milchstraße geben. Die Bedeutung der Messungen liegt besonders darin, daß man damit in die inneren Gebiete der Milchstraße vordringen und dort auch Geschwindigkeiten messen kann. Zum anderen ist es bedeutungsvoll, daß man hierdurch einen direkten Aufschluß über die Temperatur der H I-Regionen erhält. Gleichzeitig sind die Ergebnisse ein neues, schönes Beispiel für die enge Verknüpfung der theoretischen und experimentellen Physik mit der Astrophysik.

Literatur.

[1] JANSKY, K. G.: Proc. Inst. Radio Engr. **20**, 1920 (1932). — [2] SIEDENTOPF, H.: Grundriß der Astrophysik, S. 62. 1950. — [3] BOLTON, J. G., and G. J. STANLEY: Nature [London] **161**, 312 (1948). — [4] BOLTON, J. G., and G. J. STANLEY: Anst. Sci. Res. A **2**, 139 (1949). — [5] UNSÖLD, A.: Z. Astrophysik **26**, 176 (1949). — Physic. Rev. **82**, 857 (1951). — WESTERHOUT, G., u. J. H. OORT: Bull. Astron. Neerl. **11**, 323 (1951). — [6] HANBURY BROWN, R., and C. HAZARD: Nature [London] **166**, 801 (1950). — [7] HANBURY BROWN, R., and C. HAZARD: Philos. Mag. J. Sci. **43**, 137 (1952). — [7] PIDDINGTON, J. H.: Monthly Notices Roy. Astrom. Soc. **111**, 45 (1951). — [8] KUSCH, P., and A. G. PRODELL: Physic. Rev. **79**, 1009 (1950). — [9] BIERMANN, L.: Physik. Z. **44**, 232 (1943). — [10] EWEN, H. I., and E. M. PURCELL: Nature [London] **168**, 356 (1951). — Physic. Rev. **83**, 881 (1951). — [11] MUELLER, C.A., and J. H. OORT: Nature [London] **108**, 357 (1951). — [12] WOUTHUYSEN, S. A.: Physica **18**, 35 (1952). — Bull. Astron. Neerl. (im Erscheinen). — Es sei auch auf die zusammenfassenden Berichte von A. UNSÖLD [Naturwiss. **34**, 194 (1947)], H. SIEDENTOPF [Physik. Bl. **10**, 442 (1951)] und M. WALDMEIER [Naturwiss. **38**, 1 (1951)] verwiesen.

Max Planck-Institut für Physik, Göttingen.

Eingegangen am 3. Mai 1952.

Kurze Originalmitteilungen.

Für die Kurzen Originalmitteilungen sind ausschließlich die Verfasser verantwortlich.

Über eine Resonanzerscheinung in elektrodenlosen Hochfrequenzgasentladungen mit überlagertem Magnetfeld.

Vor einiger Zeit haben KOCH und NEUERT[1]) im Anschluß an Untersuchungen über eine Hochfrequenzionenquelle über ausgeprägte Resonanzerscheinungen in elektrodenlosen Hochfrequenzgasentladungen berichtet, die unter dem Einfluß eines statischen magnetischen Feldes auftraten. Die Versuchsanordnung war die folgende: In einem Pyrexglasgefäß wurde durch induktive Ankopplung an einen Dreipunktsender im UKW-Gebiet elektrodenlos eine Gasentladung aufrechterhalten. Das Gas strömte ständig durch das Glasgefäß; es konnten Gasdrucke zwischen 10^{-3} und 10^{-1} Torr eingestellt werden. Dieser Entladung wurde nun ein statisches Magnetfeld so überlagert, daß dessen Feldrichtung senkrecht zur Feldrichtung des magnetischen Wechselfeldes stand. In gewissen Druckbereichen war dabei z.B. in H_2 oder A bei bestimmten Magnetfeldstärken die Entladungsintensität resonanzartig angestiegen. Diese Resonanz war unter anderem auch zutage getreten in einer starken Rückwirkung auf den für die Entladung verantwortlichen Sender.

Die auffallendste Erscheinung bei diesem Resonanzphänomen ist das Ansteigen der Lichtintensität. Um diese näher zu untersuchen, wurden Versuche in H_2 und A mit einer der oben genannten ähnlichen Versuchsanordnung unternommen. Der selbsterregte Sender leistete im untersuchten Frequenzgebiet von 20 bis 70 MHz etwa 150 W. Es war früher beobachtet worden, daß die Lage der Resonanzstelle bei weiten Entladungsgefäßen noch vom Druck abhängt, während dies bei engen Gefäßen kaum mehr der Fall war. Im Hinblick auf die für Hochfrequenzionenquellen verwendeten Gefäße haben wir uns hier zunächst auf solche und auf Drucke von 10^{-2} bis 10^{-1} Torr beschränkt. Die relative Lichtintensität wurde mit Cäsium-Photozellen gemessen. Dabei ergab sich bei H_2 die Kurve der Fig. 1 für die Lichtintensität als Funktion des statischen Magnetfeldes. Außerdem wurde die gleichzeitig auftretende Änderung der Frequenz des Senders mit einem Überlagerungsfrequenzmesser aufgenommen. Es traten dabei Frequenzverwerfungen von mehr als 1 MHz auf. Wir schließen aus dem Verlauf der beiden Kurven, daß die Resonanzstelle etwa wie in Fig. 1 angegeben liegt. Bei Verwendung kleinerer Drucke oder kleinerer Senderleistungen verschwindet die Einsenkung zwischen den beiden Maxima. Die eigentliche Resonanz tritt praktisch immer bei der gleichen Feldstärke auf.

Die Einsenkung zwischen den beiden Maxima kommt vermutlich so zustande, daß im engeren Resonanzbereich die Rückwirkung der Gasentladung auf den Sender bzw. der Entzug von Leistung durch die Gasentladung so stark wird, daß der Sender nicht mehr normal schwingt.

Was die mit der Photozelle oder mit dem Auge wahrnehmbare Lichtintensität im Sichtbaren anbetrifft, lassen sich bei Resonanz Steigerungen auf mitunter weit mehr als das 10fache erreichen. Die spektrale Zusammensetzung wurde im Falle des H_2 näher untersucht. In derartigen elektrodenlosen H_2-Hochfrequenzgasentladungen erhält man im Sichtbaren überwiegend das H-Atomspektrum (BALMER-Serie); das Molekelspektrum tritt kaum in Erscheinung. Es wurde nun das Spektrum im Sichtbaren, d.h. vorwiegend die BALMER-Serie, außerhalb und in Resonanz mit einem einfachen Prismenspektrographen aufgenommen und die relativen Intensitäten der einzelnen Linien der BALMER-Serie photometrisch bestimmt. Innerhalb der Meßgenauigkeit war keine Verschiebung in den Intensitäten der einzelnen Linien festzustellen. Das Molekelspektrum scheint in Resonanz relativ noch schwächer zu sein als außerhalb der Resonanz. In Argon sind die Entladungserscheinungen ähnlicher Art, aber noch erheblich ausgeprägter. Die Rückwirkung auf den Sender war wesentlich stärker. Bei Annäherung an die Resonanzstelle änderte sich in einem charakteristischen Falle die Frequenz des Senders um fast 4 MHz. Im Bereich der eigentlichen Resonanz wurde dabei ein breites Rauschen des Senders festgestellt, wie es in früheren Versuchen schon gefunden worden ist[2]).

Aus den Kurven für die Lichtintensität und der Frequenzverwerfung konnte nun jeweils die Lage der Resonanzstelle bestimmt werden. Und zwar wurde für die eigentliche Resonanzstelle der Bereich der stärksten Einsenkung der Lichtintensitätskurve und gleichzeitig des stärksten Absinkens der Senderfrequenz angenommen. Offensichtlich steigt die Resonanzfeldstärke $\mathfrak{B}_{=\,\mathrm{res}}$ proportional mit der (magnetisch unbeeinflußten) Senderfrequenz f_{Sender} an: $f_{\mathrm{Sender}} \sim \mathfrak{B}_{=\,\mathrm{res}}$.

Ohne Zweifel sind für die hier auftretenden Erscheinungen in erster Linie die Bewegungen der freien Elektronen in der Gasentladung verantwortlich. Charakteristisch für dieselben ist z.B. die Umlauffrequenz f_0 der freien Elektronen in dem statischen Feld $\mathfrak{B}_=$:

$$f_0 = \frac{e \cdot \mathfrak{B}_=}{2\pi\, mc}.$$

Die zu der Resonanzerscheinung benötigte Feldstärke liegt zwischen 10 und 100 GB; die Umlauffrequenzen betragen also 10^7 bis 10 Hz. Aus den Messungen der Lichtintensität geht nun hervor, daß die Resonanz für den oben beschriebenen Fall bei solchen Feldstärken auftritt, bei denen gerade die genannte Umlauffrequenz gleich der doppelten Senderfrequenz ist.

$$f_{0,\mathrm{res}} = 2 \cdot f_{\mathrm{Sender}} \quad \text{oder} \quad f_{\mathrm{Sender}} = \frac{e \cdot \mathfrak{B}_{=\,\mathrm{res}}}{4\pi\, mc}.$$

Dieser experimentell gefundene Zusammenhang zwischen der Senderfrequenz und der Resonanzfeldstärke ist formelmäßig derselbe wie beim ZEEMAN-Effekt zwischen der Frequenz, mit der die im Atomverband kreisenden Elektronen in einem überlagerten Magnetfeld präzedieren (LARMOR-Frequenz), und der Feldstärke dieses Magnetfeldes.

Es wurde bereits gezeigt[3]), daß die beschriebene Resonanzerscheinung sich günstig auf die Ionenausbeute von H_2-Hochfrequenzionenquellen auswirkt. Bei Anwendung des Magnetfeldes z.B. in Form eines einfachen Stabmagneten kann die erforderliche Senderleistung erheblich herabgesetzt werden. So lieferte eine Hochfrequenzionenquelle im Versuchsaufbau

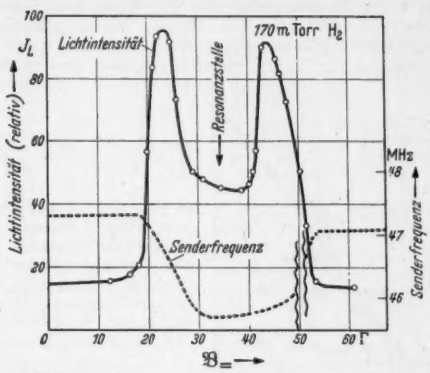


Fig. 1. Lichtintensität und Frequenzgang einer elektrodenlosen Hochfrequenzgasentladung mit überlagertem Magnetfeld $\mathfrak{B}_= \perp \mathfrak{B}_\sim$.

bei mäßiger Senderleistung zunächst einen Gesamtionenstrom von 0,2 bis 0,3 mA, der bei Anwendung des Magnetfeldes auf 1,2 mA anstieg.

Physikalisches Staatsinstitut Hamburg.

A. LINDBERG, H. NEUERT und H. WEIDNER.

Eingegangen am 23. Juni 1952.

[1]) KOCH, B., u. H. NEUERT: Z. Naturforsch. 4a, 456 (1949).
[2]) KOCH, B., u. H. NEUERT: Ann. d. Physik. 7, 97 (1950).
[3]) NEUERT, H.: Z. Naturforsch. 4a, 449 (1949).

Mechanismus der Beeinflussung der Linienintensität bei der Flammenphotometrie.

Bekanntlich wird die Intensität der in der Flamme angeregten Spektrallinien durch Zusatz von Fremdstoffen beeinflußt, ein Phänomen, das bei der Flammenphotometrie als Analysenmethode störend wirkt[1]),[2]). Die Beschäftigung mit diesem Problem führte im Falle der Beeinflussung der Linienintensität des Kaliums durch Zusatz von Natrium zu einer weitgehend quantitativen Deutung, worüber kurz berichtet werden soll. Eine auf der gleichen Grundvorstellung beruhende Deutung wurde von ROTHERMEL[3]) vorgeschlagen, jedoch konnte von ihr noch kein quantitatives Resultat wie hier erreicht werden.

Ausgehend von der Vorstellung, daß die Linienintensität des Kaliumdubletts 7664,9; 7699,0 Å bei gegebener Flammentemperatur der Menge der neutralen Kaliumatome proportional ist, ergibt sich eine Beeinflussung durch Zusatz von Natrium in der Flamme als Verschiebung des Gleichgewichts $K^{\bullet} + \Theta = K$ durch die vom Natriumzusatz in die Flamme eingebrachten Elektronen. Das Massenwirkungsgesetz gestattet dann eine quantitative Berechnung, wenn man das Ionen-Elektronen-Gleichgewicht der Flammengase X, des Kaliums und des Natriums berücksichtigt:

$$\frac{[X^{\bullet}][\Theta]}{[X]} = K_1; \qquad \frac{[K^{\bullet}][\Theta]}{[K]} = K_2; \qquad \frac{[Na^{\bullet}][\Theta]}{[Na]} = K_3. \tag{1}$$

Die Lösung dieser Gleichungen liefert für die Konzentration des neutralen Kaliums:

$$[K] = \frac{c_2\sqrt{K_1 c_1} + K_3 c_3/2\left(\sqrt{K_1 c_1} + K_3\right)}{K_2 + \sqrt{K_1 c_1} + K_3 c_3/2\left(\sqrt{K_1 c_1} + K_3\right)}, \tag{2}$$

wenn c_1, c_2, c_3, die Konzentrationen der Flammengase, des Kaliums und des Natriums bedeuten. Da die Ionisierungsspannung der Flammengase so viel höher liegt als die des Kaliums und des Natriums, daß trotz der sehr viel höheren

Konzentration der Flammengase gegenüber dem Kalium-Natrium-Zusatz doch $\sqrt{K_1 c_1}$ neben $K_2 c_2$ und K_3 sowie $K_2 c_2$ und K_2 vernachlässigt werden kann, läßt sich Gl. (2) stark vereinfachen, und man erhält für die zu [K] proportionale Linienintensität I:

$$I = f_{(T)} \frac{c_2}{1 + \frac{2K_2}{c_2 + c_3}}, \tag{3}$$

wobei T die Flammentemperatur ist. Führt man hier zum Zwecke der experimentellen Prüfung bei konstantem c_2 (Gesamt-Kalium-Konzentration) das Verhältnis $c_3/c_2 \equiv \alpha$ und $f_{(T)} \cdot c_2 \equiv C$ (= Konstante) ein, so erhält man aus Gl. (3)

$$\frac{1+\alpha}{I} = \frac{1 + \frac{2K_2}{c_2}}{C} + \frac{\alpha}{C}, \tag{4}$$

so daß also bei Auftragung von $(1+\alpha)/I$ gegen α eine Gerade als Kennlinie der Beeinflussung erhalten werden muß. Fig. 1 zeigt, daß bei verschiedenen c_2-Werten bis herauf zu $\alpha = 30$ tatsächlich gerade Linien im $\left(\frac{1+\alpha}{I} - \alpha\right)$-Diagramm erhalten werden, während die primär gemessene Beeinflussung der Intensität selbst einen sehr viel unübersichtlicheren Verlauf zeigt. Die Auswertung der Geraden der Fig. 1 gemäß Gl. (4) liefert für K_2 bei Berücksichtigung der c_2-Werte in der Flamme von 2,5 bis $10 \cdot 10^{-1}$ mol/l einen Wert von $1{,}2 \cdot 10^{-9}$ mol/l $\pm 2\%$, der entsprechend der Saha-Gleichung für die Ionendissoziation des Kaliums

$$\left.\begin{aligned} \log K_2 = -\frac{W_{\text{Diss}}}{4{,}573 \cdot T} + \\ + 1{,}5 \log T - 5{,}393 \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

eine Flammentemperatur von 2525° K ($\approx$ 2250° C) liefert, eine Temperatur, die auch sonst für die hier benutzte Azethylen-Preßluft-Flamme angegeben wird[4]).

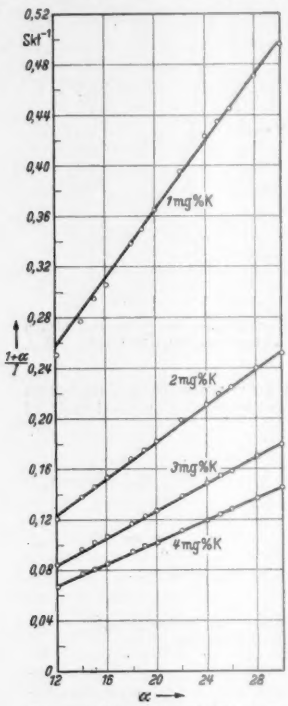


Fig. 1. Prüfung der Gl. (4) durch geradlinige $\left(\frac{1+\alpha}{I} - \alpha\right)$-Kurven; 1 mg% K $\approx 2{,}5 \cdot 10^{-10}$ mol/l Gesamtkalium in der Flamme. Ordinate: $(1+\alpha)/I$; I in Skalenteilen (Galvanometerausschlag) gemessen.

Die Beeinflussung beruht also, physikalisch-chemisch gesehen, darauf, daß die Elektronen in der Flamme eine ähnliche Funktion übernehmen, wie die H-Ionen in einer Lösung schwacher Elektrolyte, in der gleichfalls die Konzentration undissoziierter Stoffe nicht der insgesamt zugesetzten Menge dieser Stoffe proportional sein muß.

Eine ausführliche Darstellung, insbesondere auch des hier benutzten und eigens zu diesem Zwecke entwickelten Flammenphotometers erscheint demnächst an anderer Stelle.

Die Versuche wurden von dem einen von uns (Staab) mit eigenen Apparaturen am Pharmakologischen Institut der Universität Heidelberg durchgeführt.

Heidelberg, Physikalisch-Chemisches Institut der Universität.

Kl. Schäfer und K. Staab.

Eingegangen am 28. Juni 1952.

[1]) Parks, Th. D., H. O. Johnson u. L. Lykken: Analyt. Chem. **20**, 822 (1948).
[2]) Gilbert jr., P. T., R. C. Hawes u. A. O. Beckman: Analyt. Chem. **22**, 772 (1950).
[3]) Rothermel, D. L.: General Discussion ASTM Symposium on Flame Photometry 1951.
[4]) Gaydon, A. G.: Spectroscopy and Combustion Theory, S. 179. London 1948.

Über die Bestimmung der Plasmatemperatur im Xenon-Hochdruckbogen.

Wir befinden uns gegenüber der Aufgabe, die Temperatur des Plasmas einer Hochdruckentladung zu bestimmen, in ähnlicher Lage wie der Astrophysiker gegenüber dem Problem der Oberflächentemperatur leuchtender gasförmiger Sterne. Die Sonne und die Sterne können in erster Näherung als schwarze Strahler angesehen werden. Bei der Xenonsäule kann es sich wegen ihrer geringen geometrischen Abmessungen nicht um einen schwarzen Strahler handeln, obwohl die Beobachtungen von Schulz[1]), Baum und Dunkelman[2]), Anderson[3]) gezeigt haben, daß die Intensitätsverteilung einer Xenon-Hochdruckentladung der eines schwarzen Körpers sehr ähnlich ist. Dieses experimentelle Ergebnis deckt sich nicht mit Folgerungen der Kramersschen Theorie der kontinuierlichen Absorption, die (nach gewissen Vereinfachungen) für den kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten Frequenzabhängigkeit im Sinne der reziproken Planckschen Funktion fordert, mithin eine für alle Spektralgebiete konstante Emission pro Frequenzeinheit unter der Voraussetzung, daß das Gas als wasserstoffähnlich angesehen werden kann[4]),[5]). Es liegt daher nahe, die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Frequenz als sehr viel weniger stark anzusehen, als die Kramerssche Theorie der kontinuierlichen Absorption für Wasserstoff, analogiemäßig auf das Xenonatom übertragen, fordern würde.

In einfachster Form kann man offenbar den oben angeführten Beobachtungen dadurch gerecht werden, daß man den Absorptionskoeffizienten als konstant ansetzt (unabhängig von der Wellenlänge), also die Xenonsäule als einen idealen grauen Strahler ansieht. In gleicher Weise zeigen übrigens auch die Beobachtungen an der Sonnenatmosphäre (die hauptsächlich aus Wasserstoff und Helium besteht) eine über das optische Gebiet hinaus ins Ultrarote hineinreichende gute Konstanz des Absorptionskoeffizienten, so daß auch hier für viele Zwecke mit großer Annäherung der Absorptionskoeffizient als konstant angenommen werden kann[5]).

Die auf Grund dieser einfachen Arbeitshypothese durchgeführte Berechnung der Gastemperatur ergibt unter plausiblen Annahmen für die Größe der wirksamen Ionisierungsspannung, daß die wassergekühlte Ausführung einer Xenon-Hochdrucklampe für eine Stromstärke von 40 Amp und einen Kaltdruck von 0,95 Atm (Osram-XBF 6001) eine effektive Temperatur von 6000° K besitzt. Für eine luftgekühlte Xenon-Hochdrucklampe hoher Leuchtdichte[6]) ergibt sich für den Anodenteil bei einer Leuchtdichte von 25000 cd/cm² eine Temperatur von 6800° K, für die kathodische Plasmakugel von nur 0,07 cm Durchmesser bei einer Leuchtdichte von 275000 cd/cm² eine Temperatur von 8400° K. Im letzten Falle führt die Rechnung auf ein Absorptionsvermögen von 34%.

Über die nach der vorliegenden Arbeitshypothese durchgeführten Berechnungen sowie über die Erweiterung durch Einführung eines von der Wellenlänge abhängigen Absorptionskoeffizienten unter Beibehaltung der grauen Natur der Strahlung wird von einem von uns (Schirmer) demnächst ausführlich an anderer Stelle berichtet.

OSRAM-Studiengesellschaft, Berlin.

K. Larché und H. Schirmer.

Eingegangen am 30. Juli 1952.

[1]) Schulz, P.: Reichsber. Physik **1**, 147 (1949). — Ann. Physik **1**, 95 (1947).
[2]) Baum, W. A., u. L. Dunkelman: J. Opt. Soc. Amer. **40**, 782 (1950).
[3]) Anderson, W. T.: J. Opt. Soc. Amer. **41**, 385 (1951).
[4]) Unsöld, A.: Ann. Physik **33**, 607 (1938).
[5]) Unsöld, A.: Physik der Sternatmosphäre. Berlin 1938.
[6]) Larché, K.: Z. Physik (im Erscheinen).

Positive und negative elektrische Raumladungen in atmosphärischer Luft bei Schönwetter.

Das luftelektrische Feld schwankt in besiedelten Gegenden auch bei Schönwetter mehr oder weniger stark mit Amplituden von $^1/_4$ bis zu $^1/_1$ des Mittelwertes und Perioden von etwa 5 bis 60 min. Auch negative Felder kommen vor.

Zur Aufklärung dieser Schwankungen wurden Registrierungen im Bereich der Großstadt Stuttgart mit folgenden Geräten ausgeführt:

Drei feste Meßstellen für Dauerregistrierungen des Potentialgradienten (P.Gr.) mit radioaktiver Sonde und Röhrenvoltmeter nach Ehmert und Mühleisen[1]) in 3 bzw. 7 km Abstand um Stuttgart;

zwei leicht transportable Stationen gleicher Art;

zwei Sonden mit elektrostatischem Voltmeter zum raschen Einsatz im Freien;

ein leicht transportierbarer Kleinionenzähler von Herrn BREUNING, der ihn freundlicherweise zur Verfügung gestellt hat, mit einer zeitlichen Auflösung von 20 sec;

ein Meßgerät für elektrische Raumladungsdichte mit der zeitlichen Auflösung von 1 sec nach MÜHLEISEN und HOLL[2]) im Dachraum des Physikalischen Instituts;

ein Benzinaggregat zur Speisung der Meßgeräte im Freien.

Über die Meßergebnisse wird später in einer größeren Arbeit berichtet werden; an dieser Stelle soll nur eine kurze Zusammenfassung gegeben werden.

Die Schwankungen des P.Gr. bei Schönwetter und Bewölkung ohne Niederschlag rühren von in der Luft eingelagerten Störungen kleiner Ausdehnung her, die von der Erdoberfläche ausgehen. Sie tragen eine elektrische Raumladung und zeigen häufig geringere Leitfähigkeit. Fig. 1 zeigt die Registrierung von P.Gr. und Raumladungsdichte bei einer Störung

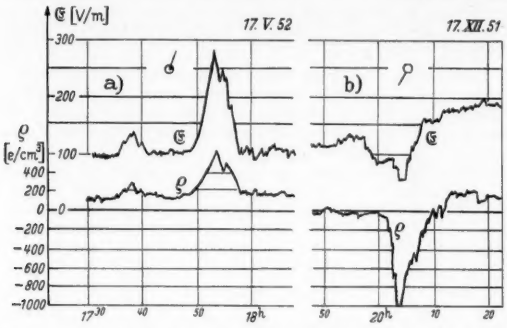


Fig. 1a u. b. Verlauf des Potentialgradienten und der Raumladungsdichte bei Störung, a durch Lokomotivdampf; b durch chemische Abgase.

durch den Rauch einer Dampflokomotive und durch die Abgase des benachbarten Chemischen Instituts. Andere Raumladungs-„Wolken" ziehen über die Meßstelle, ohne den Boden zu berühren, weil die Abgase bei Verbrennungsvorgängen meist höher aufsteigen.

Auch Messungen der Vertikalstromdichte bestätigen die Annahme von Raumladungswolken.

Als Quellen für Raumladungen wurden bisher erkannt:

Die meisten Kernerzeuger, z. B.:

Rauch aus Schornsteinen beim Anheizen, Schüren oder Nachlegen ist positiv, während ein ruhig brennendes Feuer nur die Leitfähigkeit, wie bekannt, stark vermindert;

Auto-Auspuffgase beim Anlassen des Motors negativ, beim Lauf positiv;

Lokomotivdampf ist positiv, die Wasserdampfwolke bei der Kokslöschung in einem Gaswerk ebenfalls positiv.

Negative Raumladungen in den Abgasen chemischer Betriebe z. B. von Gießereien, chemischen Instituten und vom Gaswerk.

Letztere verursachten bei geeigneter Windrichtung in 3 km Entfernung auch noch bei Wind unter 1 m/sec negative Felder von 200 V/m und mehr. Auch die starken Schwankungen des P.Gr. in der Nähe von sprühenden Hochspannungsleitungen, wie sie CHALMERS[3]) bei Dunst und Nebel entdeckt hat, wurden bei Schönwetter untersucht und dabei hohe positive und negative Ausschläge beobachtet. Die Leitfähigkeit ist in der Nähe der Leitungen außerordentlich hoch (am Boden: $n_+ \geq 3000$, $n_- \geq 1000$ Kleinionen/cm³). Starke Erhöhungen des positiven P.Gr. wurden noch in 3 km Entfernung gefunden. Negative Felder traten nur selten und kurzzeitig in nächster Nähe der Leitungen auf. Alle Beobachtungen sind erklärbar, wenn man ein gleichstarkes Absprühen positiver und negativer Ladungen von den Leitungen und eine Trennung der Kleinionen im normalen luftelektrischen Feld annimmt, ferner die übliche Rekombination und Anlagerung an Kerne und die Durchmischung der Bodenluft durch Turbulenz berücksichtigt.

Laboratoriumsversuche erbrachten die nach den Feldschwankungen erwarteten Vorzeichen der Raumladungen.

Definierte Raumladungen in der Atmosphäre, z. B. von Lokomotivdampf, konnten noch nach 1 Std gut verfolgt werden. Die Lebensdauer beträgt sicher mehrere Stunden.

Da die meisten in Industrie- und Siedlungsgebieten hervorgerufenen Raumladungen positives Vorzeichen haben, so wird in der Umgebung der P.Gr. nicht nur durch verringerte Leitfähigkeit, sondern auch durch positive Raumladungen erhöht. Dadurch muß die Zahl der negativen Kleinionen stärker vermindert werden als die der positiven. Dies wurde bei zwei Fahrten in 8 und 10 km Entfernung vom Rand der Großstadt in Windrichtung gefunden: $n_+ = 280$, $n_- = 80$ und an der anderen Stelle $n_+ = 300$, $n_- = 175$; kurz vorher und nachher seitlich des Einflußbereichs der Großstadt $n_+ = n^- \approx 400$.

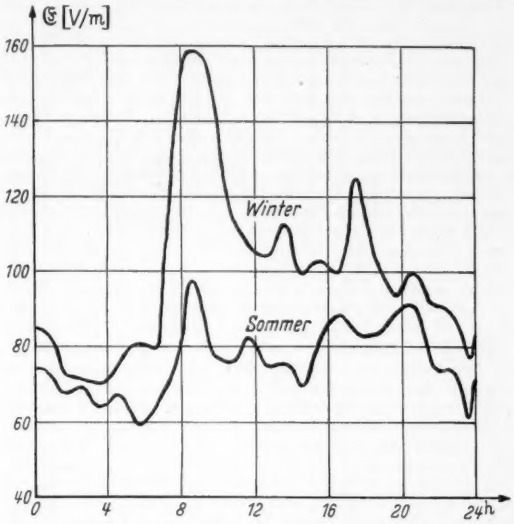


Fig. 2. Stündliche Mittelwerte der Potentialgradienten, oben im Winter; unten im Sommer bei Windgeschwindigkeiten $\geq$ 3 m/sec in der Großstadt.

Bei Windgeschwindigkeiten über 2 bis 4 m/sec werden die Kerne sowie die Raumladungen so schnell weggetrieben, daß die P.Gr.-Registrierungen an den bis zu 9 km auseinanderliegenden Stationen nahezu parallel verlaufen. Damit konnten Reduktionsfaktoren auf ebenes Feld für die Großstadt-Stationen bestimmt werden.

Mittelwerte reduzierter P.Gr.-Registrierungen an windigen Tagen ergeben einen Verlauf, der schon nahe an den ungestörten Tagesgang der Weltmeere herankommt, wie Fig. 2 zeigt. Trotzdem liegen die Winterwerte höher als die Sommerwerte, und besonders das auffallend hohe Maximum am Vormittag rührt mit großer Wahrscheinlichkeit von den überall erzeugten Raumladungen beim Anheizen der Feuerungen her.

Allen Helfern in und außerhalb des Instituts danke ich für die vielseitige Unterstützung und ebenso der Deutschen Forschungsgemeinschaft für eine Sachbeihilfe, welche die Messungen ermöglichte.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Stuttgart.

R. MÜHLEISEN.

Eingegangen am 23. Juni 1952.

[1]) EHMERT, A., u. R. MÜHLEISEN: Im Druck.

[2]) MÜHLEISEN, R., u. W. HOLL: Geofisica pura e applicata. (Im Druck.)

[3]) CHALMERS, I. A.: J. Atm. a. Terr. Phys. 2, 155 (1952).

Zur Ionosphärenstörung vom 23. bis 28. Februar 1952.

Gelegentlich von photoelektrischen Messungen der Helligkeit und Polarisation des Zodiakallichts an der Hochalpinen Forschungsstation Jungfraujoch, über die an anderer Stelle berichtet wird[1]), erfolgten auch Registrierungen der Zenitleuchtdichte. Dabei war dem Multiplier 1 P 21 ein Metallinterferenzfilter der Firma Schott u. Gen., Landshut, für die grüne Nordlichtlinie vorgeschaltet (maximale Durchlässigkeit 33% bei 557 mμ, Halbwertsbreite des Durchlaßgebietes 11,2 mμ).

Die Mittelwerte der jeweils 1 bis 2 Std vor Mitternacht (zwischen 8.20 Uhr und 9.40 Uhr Ortssternzeit) registrierten

Tabelle 1.

Datum	20. 2.	21. 2.	22. 2.	23. 2.	24. 2.	25. 2.	26. 2.	27. 2.	28. 2.	29. 2.
I_{gr} (Zenit) . . .		3,6	4,3	4,5	5,1	6,4	8,0	4,7	3,1	
I_{ge} ($Z = 70°$) . .		(44)	41	59	(54)	65	79	63		
I_{bl} ($Z = 70°$) . .		(15)	14	19	(17)	19	23	19		
K_p (21—24 Uhr)	1,3	1,3	1,7	4,3	4,3	1,7	5	5	2	3,7
$\overline{K_p}$	2,6	1,5	1,5	1,9	5,4	2,9	3,9	4,5	4,5	3,4

Zenitleuchtdichten bei 577 mμ sind in der ersten Spalte der Tabelle 1 in Skalenteilenausschlag eingetragen. Der Anteil des Sternuntergrundes ist dabei abgezogen. Der auffallende Helligkeitsanstieg zwischen dem 23. und 26. 2. zeigte sich in geringerem Maße auch bei Beobachtungen in breiteren Spektralbereichen (Gelbfilter, Mitte des Bereichs 535 mμ, Halbwertsbreite 70 mμ, und Blaufilter 440 und 60 mμ). Die bei den Zodiakallichtmessungen in 70° Zenitdistanz am Westhimmel gefundenen Untergrundhelligkeiten sind in der zweiten und dritten Spalte wiedergegeben (eingeklammerte Werte wegen kürzerer Beobachtungsdauer weniger sicher). Bei Zerlegung des Nachthimmelleuchtens in einen von der grünen Nordlichtlinie herrührenden Anteil I_{557} und einen praktisch kontinuierlichen Anteil I_k (N_2-Banden, Sternstreulicht usw.) folgt aus den bekannten Filterdurchlässigkeiten, daß I_{557} am 26. 2. auf das 2,6fache, I_k auf das 1,6fache der ungestörten Werte angestiegen war.

Die Störung, die die Aufhellung des Nachthimmels verursachte, hat sich auch bei den magnetischen und ionosphärischen Beobachtungen bemerkbar gemacht. Am 23. 2. war um 21.27 Uhr ein plötzlicher Sturmbeginn (s. c.), am 24. 2. herrschte ein mäßiger magnetischer Sturm, und auch die folgenden Tage waren noch gestört. (Vgl. die planetarischen Kennziffern für die Beobachtungszeit 21.00 bis 24.00 Uhr und die Tagesmittel $\overline{K_p}$ in Zeile 4 und 5 der Tabelle 1.) Die Ionosphärenstörungen begannen am 24. 2. gegen 1.30 Uhr mit einem Ionosphärensturm. In den folgenden Tagen fiel neben niedrigen Grenzfrequenzen der F_2-Schicht vor allem eine sehr starke Dämpfung auf, die am 27. 2. ihren Höhepunkt erreichte; gleichzeitig wurden tiefe Echos aus 70 bis 80 km Höhe beobachtet[2]). Vom 29. 2. ab traten wieder normale Verhältnisse ein. Die Funkbedingungen waren infolge der hohen Dämpfungen vom 24. 2. bis 28. 2. stark gestört, es ergaben sich große Schwierigkeiten im Nordamerika-Verkehr.

In den tieferen Atmosphärenschichten wurde ebenfalls eine kräftige Einwirkung festgestellt. Nach R. SCHERHAG[3]) ergaben sich bei den Radiosondenaufstiegen in Berlin-Tempelhof vom 23. 2. ab in Höhen von 24 bis 28 km Temperaturanstiege um 30 bis 40° C, die in 24 bis 26 km Höhe am 26. 2. ihren Höchstwert erreichten und bis zum 1. 3. noch nicht wieder ganz abgeklungen waren. Es ist anzunehmen, daß dieser Temperaturanstieg mit der Ozonschicht zusammenhängt. Daß die Störung, die in allen Stockwerken der Atmosphäre nachweisbar war, auch für eine am 27./28. 2. aufgetretene Anomalie im Wettergeschehen verantwortlich zu machen ist, wird von R. SCHERHAG als wahrscheinlich angesehen.

Eine solare Ursache für die beobachteten Effekte läßt sich nicht mit Sicherheit angeben; vom 25. 2. ab war die Sonne nahezu fleckenfrei, die Registrierungen im Radiofrequenzgebiet ergaben im ganzen Februar sehr niedrige störungsfreie Werte. Ein am 22. 2. um 14.09 Uhr beobachteter M. D.-Effekt und eine gleichzeitig festgestellte Längswellenstörung (14.10 bis 14.30 Uhr) lassen eine Sonneneruption vermuten, die aber nicht beobachtet zu sein scheint und die auch kaum mit der starken Aufhellung am 26. 2. in Verbindung gebracht werden kann.

Aus dem Astronomischen Institut der Universität Tübingen und dem Fraunhofer-Institut Freiburg i. Br.

H. SIEDENTOPF und A. BEHR.

Eingegangen am 8. August 1952.

[1]) BEHR, A., u. H. SIEDENTOPF: Z. Astrophys. (im Erscheinen).

[2]) Mediz.-meteor. Erg. zehntäg. nordwestdtsch. Witterungsber. 4, Nr 6 (1952) und briefliche Mitteilung von Herrn DIEMINGER, Lindau.

[3]) Wetterkarte des Deutschen Wetterdienstes Bad Kissingen 1952, Nr. 74 vom 14. März und briefliche Mitteilung von Herrn SCHERHAG.

Die Messung natürlicher ^{14}C-Aktivitäten im Proportionalzähler.

Die Messung natürlicher ^{14}C-Aktivitäten in Auslösezählern erfordert wegen der geringen Intensität der β-Strahlung eine sehr gute Unterdrückung des Leereffekts durch Antikoinzidenzschaltungen[1]),[2]). Es erschien aber möglich, die wirksame Kohlenstoffmenge, die in der Anordnung LIBBYS[2]) etwa 0,5 g betrug (7 Imp./min für frischen biologischen Kohlenstoff), durch Einbringen des Kohlenstoffs in Form gasförmiger Verbindungen in das Zählrohr wesentlich größer zu machen und dadurch die Schwierigkeiten der Messung der geringen Aktivität zu vermindern.

Allerdings muß man dann mit erheblichen Gasdrucken rechnen: Bei der Unterbringung von etwa 5 g C in einem Zählrohr mit einem Volumen von etwa 500 cm³ ergibt sich bei der Benutzung von Gasen mit nur einem C-Atom in der Molekel (CO_2, CH_4) ein Gasdruck von etwa 20 Atm. Bei der Verwendung eines Gases mit zwei C-Atomen in der Molekel (C_2H_6) beträgt der Gasdruck nur 10 Atm; auf jeden Fall ist nur ein Arbeiten im Proportionalbereich möglich. Die Verwendung von Gasen mit höherem C-Gehalt scheitert an präparativen Schwierigkeiten und am zu geringen Dampfdruck. Zur Prüfung des Verfahrens wurde zunächst nur mit C_2H_6 als Füllgas gearbeitet.

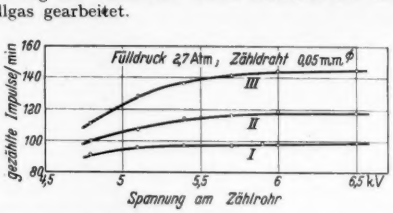


Fig. 1. Abhängigkeit der gezählten Impulse/min von der Spannung am Zählrohr. *I*: inaktives C_2H_6; *II*: ^{14}C-aktives C_2H_2; *III*: tritiumhaltiges C_2H_6.

Die verwendeten Zählrohre bestanden aus Stahlrohr von 55 mm lichter Weite. An den Enden wurden mit Araldit Quarzisolatoren eingekittet. In der Mitte der Isolatoren waren Metallkonen eingesetzt, die als Schutzelektrode für den Zähldraht und zur Befestigung der Gaszuführung dienten. Die großen Gasmengen wurden abgemessen und in eine Ausfriertasche, die an der Gaszuführung angebracht war, hineinkondensiert. Verschlossen wurde das Rohr durch ein Nadelventil. Als Zählelektrode wurden Wolframdrähte mit Durchmessern zwischen 0,01 und 0,05 mm verwendet.

Um von den restlichen Schwankungen des Leereffekts, anscheinend hauptsächlich hervorgerufen durch eingestreute elektrische Störungen, unabhängig zu werden, wurden zwei gleiche Zählrohre benutzt, von denen immer eines mit der zu untersuchenden Probe und das andere mit einer Vergleichsprobe, meistens inaktivem Gas, beschickt wurde.

In der Fig. 1 ist die Abhängigkeit der gezählten Impulse pro Minute von der Spannung am Zählrohr aufgetragen. Man sieht, daß die Zahl der Impulse fast konstant wird, wenn man hinreichend hohe Spannungen am Zählrohr anwendet. Dies trifft natürlich auch für die Differenz der Werte zu, die der Aktivität des Füllgases proportional ist.

Zur Prüfung der Apparatur wurde außer natürlich radioaktivem C_2H_6 ein tritiumhaltiges C_2H_6-Präparat benutzt, das von einer früheren Arbeit her noch im Institut vorhanden war[3]). Die Maximalenergie der β-Teilchen des Tritiums ist nur etwa $^1/_9$ derjenigen des Kohlenstoffs, so daß man beim Tritium mit zahlreichen sehr schwachen Impulsen rechnen muß. Wenn die β-Teilchen des Tritiums gut erfaßt werden, ist wohl anzunehmen, daß die viel energiereicheren des ^{14}C erst recht alle gezählt werden. Die gegenüber der ^{14}C-Zählung

zwar vergrößerte, aber nicht sehr erhebliche Neigung der Kurve III in der Fig. 1 läßt erkennen, daß das in der Tat der Fall ist.

Das Tritiumpräparat wurde auch benutzt, um die Unabhängigkeit der gezählten Teilchenzahl vom Gesamtdruck im Zählrohr zu prüfen. Die Kurven der Fig. 2 wurden in der Weise gewonnen, daß die C_2H_6-Menge im Rohr mit inaktivem C_2H_6 vermehrt wurde, so daß die Tritiummenge im Zählrohr die gleiche blieb und nur der Druck geändert wurde. Die gezählten Teilchenzahlen blieben gleich, wenn auch der Anstieg der Kurve bei den höheren Drucken weniger steil erfolgt.

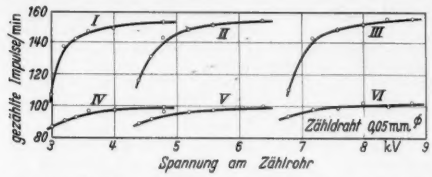


Fig. 2. Abhängigkeit der gezählten Impulse/min von der Spannung bei verschiedenen Fülldrucken mit T-haltigem C_2H_6 (*I, II, III*) und inaktivem C_2H_6 (*IV, V, VI*). *I, IV*: 1,1 Atm; *II, V*: 2,2 Atm; *III, VI*: 4,4 Atm.

Die angeführten Versuche zeigen, daß die Methode zur Messung der natürlichen ^{14}C-Aktivität gut geeignet ist. Die Benutzung zur Altersbestimmung unter Verwendung von CO_2 oder CH_4 als Füllgas wird zur Zeit untersucht.

Institut für Physikalische Chemie der Universität Hamburg.
V. Faltings.

Eingegangen am 19. Mai 1952.

[1]) Anderson, E. C., u. W. F. Libby: Physic. Rev. **81**, 64 (1951).
[2]) Libby, W. F., J. R. Arnold u. E. C. Anderson: Rev. Sci. Instrum. **22**, 225 (1951).
[3]) Faltings, V., u. P. Harteck: Z. Naturforsch. **5a**, 438 (1950).

Zu Halbwertszeit und Zerfallsschema des Rb^{87}.

Haxel und Houtermans (H. H.) schlossen aus ihren Koinzidenzmessungen am natürlichen Rubidium, daß bei jedem Zerfall eines Rb^{87}-Atoms zwei Elektronen — ein energiereicheres und ein energiearmes — emittiert werden. Sie schrieben eines dieser Elektronen einer vollständig konvertierten γ-Strahlung zu[1]), [2]). Dieser Befund wurde in der Folge von verschiedenen Seiten angezweifelt, so von Libby[3]) und von Curran und Mitarbeitern[4]), welch letztere die der Emission der Konversionselektronen folgende Röntgenstrahlung nicht auffinden konnten.

Da der Befund von H. H. für die Bewertung der verschiedenen Messungen der Halbwertszeit des Rb^{87} eine wesentliche Rolle spielt, veranlaßte uns die Arbeit von Curran und Mitarbeitern, das Ergebnis von H. H. mit einem Zählrohr (ZR) (Fig. 1) nachzuprüfen, welches mit dem von H. H. benutzten übereinstimmte und von uns seit längerer Zeit für andere Messungen verwendet worden war. Bei einem β-Strahler mit einfachem Spektrum (ohne Konversionselektronen) ergibt nämlich die auf Präparat- und Unterlagendicke Null extrapolierte Zählrate des Halbraumes ($\Omega = 2\pi$) $^1/_2$ der Zerfälle; ist aber jedes β-Teilchen von einem Konversionselektron begleitet, so beträgt diese Zählrate $^3/_4$ der Zerfälle[1]).

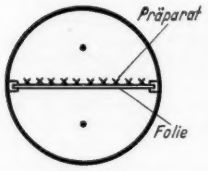


Fig. 1. Doppelzählrohr nach Haxel und Houtermans.

Die für die Halbwertszeit des Rb^{87} mitgeteilten Werte streuten lange Zeit beträchtlich [Literatur siehe [1]), [5])]. Erst nach der sorgfältigen Auszählung der Zerfallsrate an sehr dünnen RbCl-Schichten im Inneren eines ZR durch Frau Kemmerich[5]), [2]) (K.) schien der Wert von $T = (6{,}0 \pm 0{,}6) \cdot 10^{10}$ a festzustehen, in guter Übereinstimmung mit dem aus dem Rb—Sr-Verhältnis eines Lepidolithen von bekanntem geologischem Alter von Hahn und Mitarbeitern[6]) gefundenen $T = 6{,}3 \cdot 10^{10}$ a. Jedoch ergibt sich obige Halbwertszeit bei K. nur, wenn sie die Existenz der Sekundärelektronen voraussetzt; ohne diese Annahme würde aus ihren Messungen $T = 4{,}0 \cdot 10^{10}$ a folgen. — H. H. dagegen erhalten aus ihren Messungen im Doppel-ZR $T = (6{,}5 \pm 0{,}6)\, 10^{10}$ a, *unabhängig* von der Natur der beobachteten Koinzidenzen[2]). Da ein Teil der Strahlung in der Unterlage absorbiert worden sein kann, stellt dieser Wert wohl eine obere Grenze dar. Falls also keine Konversionselektronen emittiert werden, ergibt sich eine erhebliche Diskrepanz zwischen den vorher gut übereinstimmenden Messungen von H. H. und von K.

Wir zählten in dem Doppel-ZR nach Fig. 1 an sehr dünnen RbCl-Schichten (etwa 50 μg/cm^2), die auf versilberte Zaponfolien von etwa 200 μg/cm^2 aufgedampft und deren Massen mit einer Mikrowaage bestimmt worden waren, mit drei Zählrohrvorrichtungen gleichzeitig die Entladungen im oberen und unteren ZR und die dabei auftretenden Koinzidenzen. H. H. hatten als Koinzidenzrate etwa 30% der Zählrate im oberen ZR (Präparatseite der Folie) gefunden und daraus auf das erwähnte Zerfallsschema geschlossen. Bei *unserer* Untersuchung zeigte sich jedoch, daß ein großer Teil der zunächst beobachteten *Koinzidenzen von Photonen* herrührte, welche bei Entladung in einem der ZR durch kleine Löcher in der Folie oder am Ende der Trennwand vorbei in das andere ZR gelangten und dies ebenfalls ansprechen ließen. Zur Vermeidung dieses Effektes wurde die Trennwand bis dicht an die ZR-Deckel heran verlängert und jede Folie im Doppel-ZR objektiv auf Lochfreiheit geprüft: Sind die beiden ZR optisch getrennt, so muß die Zählrate in jedem ZR unabhängig davon sein, ob das andere ZR in Betrieb ist oder nicht. Bei Verwendung lochfreier Folien blieben nur noch wenige Koinzidenzen übrig, von denen wir mit Libby vermuten, daß sie durch Elektronen verursacht werden, welche nach Rückstreuung in ZR-Wand oder Gasraum die Zaponfolie durchsetzen. Für diese Annahme spricht, daß wir nach Auslegen der ZR mit aquadag-bestrichener organischer Folie nur noch den Koinzidenzen-Nulleffekt beobachteten, *vom Präparat* somit innerhalb der Meßfehler *keine zusätzlichen Koinzidenzen mehr erzeugt wurden. Danach führt also der β-Zerfall des Rb^{87} direkt auf den Grundzustand des Sr^{87}.*

Die *Zählrate* bei unserer Anordnung, welche nicht mehr durch Rückstreuung aus *ZR-Wand* oder *Gasraum* verfälscht ist, beträgt im oberen ZR 18,5 Stöße/min · mg RbCl · 2π. Hieraus wollen wir einstweilen nur folgern, daß $T \geqq 4{,}8 \cdot 10^{10}$ a ist. Infolge Rückstreuung aus der *Zaponfolie* kann die Zählrate noch größer als die halbe Zahl der Zerfälle sein, so daß ein Wert von $T = 6 \cdot 10^{10}$ a durch unsere Messungen bisher nicht ausgeschlossen wird. Untersuchungen mit dünneren Folien sind im Gange.

Der Wert von $6 \cdot 10^{10}$ a für die Halbwertszeit aber würde auf Rückstreuungskoeffizienten führen, wie sie unseres Wissens in ähnlichen Anordnungen bisher nicht beobachtet worden sind. Wir zählten in dem das Präparat enthaltenden ZR 18,5, H. H. 19,6 Stöße/min · mg RbCl · 2π; K. fand *demgegenüber* an aufgedampften RbCl-Schichten auf einer Unterlage von 20 μ Al + 1 mm Messing $24{,}8 \pm 1$ Stöße/min · mg RbCl · 2π, dieser Befund wurde von Kanter[7]) bestätigt. Die Übereinstimmung zwischen unseren Werten und denen von H. H. einerseits und denen von K. und von Kanter andererseits läßt darauf schließen, daß die von K. gemessene Rückstreuungskorrektur von nur 10% erheblich zu klein ist, da schon die Differenz der Zählraten bei Zapon- und Al-Unterlagen (18,5 bzw. 24,8) 34% der Zählrate auf Zapon ausmacht. Legen wir aber einmal $T = 6{,}0 \cdot 10^{10}$ a zugrunde, so führt das auf 14,9 Zerfälle/min · mg RbCl · 2π. Der Vergleich mit den genannten Stoßzahlen ergibt etwa 25% Rückstreuung aus der versilberten Zaponfolie und fast 70% aus der Unterlage von Al und Messing. Diese Werte sind beträchtlich höher als bisher in ähnlicher Geometrie gemessene. So fanden z. B. Charpak und Suzor[8]) in einem dem unseren ähnlichen Doppel-ZR für verschiedene β-Strahler auf Al-Unterlage Rückstreuungskoeffizienten von 33 bis 38%. — K. bestimmte die Rückstreuung im Doppel-ZR von H. H. durch Vergleich der Zählraten von Präparaten auf Zapon- und Al-Unterlagen. Es erscheint möglich, daß im ersten Fall die Stoßzahl durch Koinzidenzen erhöht war, welche im zweiten Fall wegen der erheblich dickeren Trennwand wegfielen.

Curran und Mitarbeiter[4]) fanden für RbCl-Schichten auf Al 14,7 Stöße/min · mg RbCl · 2π. Sie rechnen mit einem Rückstreuungskoeffizienten von 7,5% und 4,5% Selbstabsorption, also mit einer Korrektur von 3% und erhalten $T = 6{,}15 \cdot 10^{10}$ a. Da ihre Zählrate weder mit unseren Messungen, noch mit denen von H. H., K. und von Kanter vereinbar ist, vermuten wir, daß bei ihrem aus einer Lösung auskristallisierten Präparat die effektive Dicke wesentlich höher war als der Mittelwert. Charpak und Suzor[8]) weisen darauf hin, daß bei 33% Rückstreuung aus obiger Messung $T = 7{,}6 \cdot 10^{10}$ a folgen

würde. Ein Rückstreuungskoeffizient von 70% (vgl. oben) würde gar auf $10 \cdot 10^{10}$ a führen.

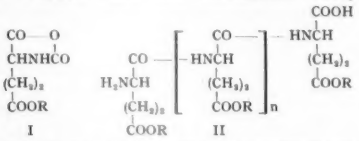
Marburg a.d.Lahn, Physikalisches Institut der Universität.
INGEBORG BÄHNISCH, E. HUSTER und W. WALCHER.

Eingegangen am 11. Juli 1952.

[1]) HAXEL, O., u. F. G. HOUTERMANS: Z. Physik **124**, 705 (1948).
[2]) HAXEL, O., F. G. HOUTERMANS u. M. KEMMERICH: Physic. Rev. **74**, 1886 (1948).
[3]) Mündliche Mitteilung von Prof. LIBBY an den einen von uns (W.).
[4]) CURRAN, S. C., D. DIXON u. H. W. WILSON: Physic. Rev. **84**, 151 (1951).
[5]) KEMMERICH, MARIA: Z. Physik **126**, 399 (1949).
[6]) HAHN, O., u. E. WALLING: Z. anorg. allg. Chem. **236**, 78 (1938). — STRASSMANN, F., u. E. WALLING: Ber. dtsch. chem. Ges., 71 B, **1**, 1 (1938).
[7]) KANTER, H.: Marburger Diplomarbeit 1952.
[8]) CHARPAK, C., u. F. SUZOR: C. R. Acad. Sci., Paris **231**, 1471 (1950).
[9]) CHARPAK, C., u. F. SUZOR: C. R. Acad. Sci., Paris **233**, 1356 (1951).

Synthese der α-L-Polyglutaminsäure.

Die Synthese optisch reiner α-L-Polyglutaminsäure (II; R = H) sowie ihres Antipoden konnte bisher nicht verwirklicht werden, obzwar dieses Polypeptid in bezug auf die Strukturfrage des bisher einzig bekannten natürlichen, monotonen Polypeptids, der D-Polyglutaminsäure[1]), [6]), von besonderem Interesse ist. Da Versuche, aus freier Glutaminsäure das LEUCHSSche Anhydrid (I; R = H) darzustellen, scheiterten[2]), wurde zur Darstellung der α-Polyglutaminsäure von COLEMAN[3]), weiterhin von HANBY, WALEY und WATSON[4]) ein Umweg eingeschlagen. Ausgehend von γ-Estern der Glutaminsäure wurden über das LEUCHSSche Anhydrid (I;



R = CH_3, C_2H_5 oder $C_6H_5CH_2$) zuerst die entsprechenden Ester der α-Polyglutaminsäure dargestellt und diese dann in die freie Polysäure übergeführt. Es zeigte sich jedoch, daß die alkalische Verseifung der Alkylester (II; R = CH_3 oder C_2H_5) eine erhebliche Razemisierung zur Folge hat[4]). Der Benzylester (II; R = $C_6H_5CH_2$) wiederum ließ sich hydrogenolytisch nicht spalten[4]). Zwar konnte seine Spaltung mit Phosphoniumjodid ohne Razemisierung durchgeführt werden, jedoch nur unvollkommen, so daß in der auf diesem Wege gewonnenen α-Polyglutaminsäure ungefähr 12% der Carboxylgruppen noch verestert vorliegen[4]).

Wir haben gefunden, daß der Methylester (II; R = CH_3) der durch das LEUCHSSche Anhydrid (I; R = CH_3) dargestellten α-L-Polyglutaminsäure mit wasserfreiem Hydrazin in das Polyhydrazid (II; OR = N_2H_3) übergeführt werden kann[5]). Letzteres ist in verdünnter Salzsäure leicht löslich. Nach kurzem Erwärmen der salzsauren Lösung beginnt — infolge der hydrolytischen Spaltung der Hydrazidgruppen — die Ausscheidung der α-L-Polyglutaminsäure. Sie stellt ein weißes, amorphes Pulver dar, das eine starke Biuretreaktion zeigt und sich in Wasser nur sehr spärlich löst. Ihre analytischen Daten stimmen mit den berechneten genau überein. Aus dem Wert des Aminostickstoffes läßt sich ein Molekulargewicht von 2300 berechnen. Dies würde einem Polypeptid entsprechen, das aus 18 Glutaminsäureresten aufgebaut ist. Es ist zu vermuten, daß die Gliederzahl schon durch den als Ausgangssubstanz gewählten Polyester bedingt ist und von Polyestern größeren Molekulargewichtes aus auch α-Polyglutaminsäuren höherer Gliederzahl zugänglich sind.

Die α-L-Polyglutaminsäure ist sehr beständig; durch stundenlanges Kochen mit 20%iger Salzsäure erfolgt keine Hydrolyse. Hingegen wird sie durch 44%ige Bromwasserstoffsäure bei Siedehitze rasch zu Glutaminsäure hydrolisiert. Das optische Drehungsvermögen des Hydrolysats zeigte, daß die α-L-Polyglutaminsäure optisch rein war.

Besondere Erwähnung verdient der Befund, daß die starke Linksdrehung der alkalischen Lösung der α-L-Polyglutaminsäure beim Aufbewahren bei Raumtemperatur rasch abnimmt. Daß dies einer partiellen Razemisierung und nicht einer Hydrolyse zuzuschreiben ist, konnte durch Untersuchung des bromwasserstoffsauren Hydrolysats bewiesen werden.

Die Eigenschaften der α-L-Polyglutaminsäure lassen sich mit der Struktur, die von HANBY und Mitarbeitern[4]), [6]) für die natürliche D-Polyglutaminsäure ernst in Betracht gezogen wurde, nicht vereinbaren. Diese Strukturmöglichkeit ist übrigens auch durch Abbau der natürlichen D-Polyglutaminsäure widerlegt worden[7]).

Eine ausführliche Mitteilung erfolgt an anderer Stelle.

Budapest, Organisch-Chemisches Institut der Universität.
V. BRUCKNER, J. KOVÁCS und K. KOVÁCS.

Eingegangen am 1. August 1952.

[1]) IVÁNOVICS, G., u. V. BRUCKNER: Naturwiss. **28**, 250 (1937). — Z. Immunforsch. **90**, 304; **91**, 175 (1937). — BRUCKNER, V., G. IVÁNOVICS u. M. KOVÁCS OSKOLÁS: Magyar Chem. Folyóirat **45**, 131 (1939). Vgl. Chem. Z. **1940**, I, 3280. — BOVARNICK, M.: J. of Biol. Chem. **145**, 415 (1942). — BRUCKNER, V., u. M. KOVÁCS OSKOLÁS: Acta Univ. Szeged. (Chem. et Phys.) **1**, 144 (1943). — PONGOR, G.: Experientia [Basel] **6**, 421 (1950).
[2]) FARTHING, A. C.: Chem. Soc. **1950**, 3213.
[3]) COLEMAN, D.: Chem. Soc. **1950**, 3222.
[4]) HANBY, W. E., S. G. WALEY u. J. WATSON: Chem. Soc. **1950**, 3239.
[5]) KOVÁCS, J., V. BRUCKNER u. K. KOVÁCS: Chem. Soc. (im Druck).
[6]) HANBY, W. E., u. H. N. RYDON: Biochemic. J. **40**, 297 (1946).
[7]) KOVÁCS, J., u. V. BRUCKNER: Research [Lond.] **5**, 194 (1952). — Chem. Soc. (im Druck).

Ein Verfahren zur papierchromatographischen Trennung und Analyse hydrophober Substanzen.

Die übliche papierchromatographische Analyse ist auf Stoffe beschränkt, die mehr oder minder hydrophilen Charakter haben, weil die eine Phase der Verteilungschromatographie das in der gequollenen Zellulose des Papiers enthaltene Wasser ist. Infolgedessen können bei dieser Methode in Wasser schwer- oder unlösliche Stoffgemische nicht analysiert werden. Es hat nicht an Versuchen gefehlt, dem Papier hydrophobe Eigenschaften zu verleihen, z.B. durch Imprägnieren mit Paraffin[1]), um dadurch eine stationäre hydrophobe und eine wandernde hydrophile Phase zu gewinnen. Wir haben das Problem in anderer Weise gelöst. Das für die Chromatographie bestimmte Filtrierpapier (z.B. Schleicher und Schüll Nr.602 h:P) wird unter Erhaltung der Faserstruktur in Benzol-Essigsäureanhydrid-Schwefelsäure partiell acetyliert[2]) und hatte einen Acetylgehalt von 24 bis 25%. Es zeichnet sich durch seine Resistenz gegen Wasser und sein gutes Saugvermögen aus. In der üblichen Art kann man nun mit Lösungsmittelgemischen wie Äthanol-Butanol-Essigsäure, Isopropanol-Wasser und anderen Zuckeracetaten, z.B. die Pentacetate und Tetracetate von Hexosen, die Tetracetate von Pentosen u. a. trennen. Die Entwicklung des Chromatogramms wird so vorgenommen, daß die Zuckeracetate in einer Atmosphäre von Diäthylaminmethanol bei 50° verseift werden. Dabei wird auch die Acetyl-zellulose verseift. Die Flecke der freien Zucker lassen sich dann durch eines der üblichen Entwicklungsreagentien z.B. ammoniakalische Silbernitratlösung, nachweisen. Die Figur zeigt die Trennung einiger Zuckeracetate. Eine ausführliche Veröffentlichung, die auch das Verhalten anderer Stoffklassen beschreiben wird, wird später erscheinen.

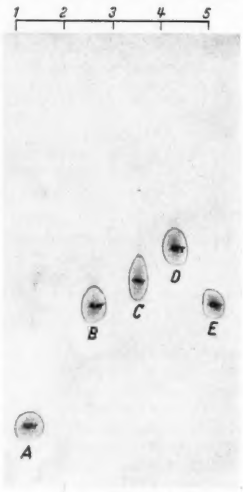


Fig. 1. Trennung von Tetracetyl-d-glucose (*A*), β-Pentacetyl-d-glucose (*B*), β-Pentacetyl-d-galactose (*C*), β-Tetracetyl-d-xylose (*D*), β-Tetracetyl-l-arabinose (*E*), je 120γ Lösungsmittel: N-Butanol - Pyridin - Wasser (3:1:1).

Münster i. Westf., Organisch-Chemisches Institut der Universität.
F. MICHEEL und H. SCHWEPPE.

Eingegangen am 26. Juni 1952.

[1]) WINTERINGHAM, F. P. W., A. HARRISON u. R. G. BRIDE: Nature [London] **166**, 999 (1950). — MILLS, J. S., u. A. E. A. WERNER: Nature [London] **169**, 1064 (1952).
[2]) Wir verwandten das Acetylierungsverfahren D.R.P. 184201.

Über das papierchromatographische Verhalten einer salzsauren Lösung von Glutaminsäure.

Entwickelt man eine salzsaure Lösung von Glutaminsäure papierchromatographisch mit Butanol/Eisessig (4:1, wassergesättigt), so treten neben dem Glutaminsäurefleck noch zwei weitere ninhydrinpositive Substanzen auf, und zwar ein starker Fleck 1 auf dem Startpunkt und ein schwächerer, doch scharfer Fleck 2 mit einem R_f-Wert von 0,62 (Papier Schleicher & Schüll 602 h:P); dieser Fleck liegt also unterhalb vom Leucin, der im oben angeführten Lösungsmittelgemisch am schnellsten laufenden Aminosäure ($R_f = 0{,}52$). Diese Substanz konnte als γ-Butylester der Glutaminsäure identifiziert werden, der sich unter der Einwirkung der dem Papier nach dem Eintrocknen der aufgetragenen Lösung noch anhaftenden Salzsäure in der allerersten Entwicklungsphase, und zwar nur beim ersten Überschreiten der Startzone durch das Lösungsmittel bildet, da sonst kein scharfbegrenzter Fleck, sondern ein Streifen unterhalb des Glutaminsäureflecks auftreten würde.

Die Substanz auf dem Startpunkt (Fleck 1) ist weder mit Wasser noch mit Säure eluierbar, mit Alkali dagegen sehr leicht. Die elektrolytisch entsalzene alkalische Lösung zeigt im Papierchromatogramm (Butanol-Eisessig) mehrere schwach ninhydrinpositive Substanzen im oberen Drittel, darunter auch Glutaminsäure, jedoch als sehr schwachen Fleck. Dieses Verhalten, im Zusammenhang mit der äußerst leichten Veresterbarkeit der γ-Carboxylgruppe der Glutaminsäure, deutet darauf hin, daß unter dem Einfluß der Salzsäure eine Esterbildung zwischen Glutaminsäure und Zellulose bzw. deren Abbauprodukten eintritt. Beim Entwickeln mit Pyridin-Amylalkohol tritt erwartungsgemäß der Fleck 1 ebenfalls auf, aber nicht Fleck 2; in diesem Fall erfolgt eine sofortige Neutralisation der Salzsäure, eine Veresterung mit dem Amylalkohol kann daher nicht erfolgen, während die Esterbildung mit der Zellulose auf dem Startpunkt schon vor der Entwicklung stattfindet.

Bei der Asparaginsäure tritt dieser Effekt nicht auf. Dieses abweichende Verhalten eröffnet eine Trennungsmöglichkeit zwischen Glutaminsäure und Asparaginsäure. Es liegt nahe, dieses besondere Verhalten der Glutaminsäure in Zusammenhang zu bringen mit der Sonderstellung, die die Glutaminsäure in der ganzen Eiweißchemie einnimmt.

Für die papierchromatographische Arbeitsmethodik ist wichtig, diese Eigenart — nämlich die leichte Veresterbarkeit der γ-Carboxylgruppe der Glutaminsäure — bei Untersuchungen von partiellen Protein-Säurehydrolysaten nach der Ausschneidetechnik[1]) zu berücksichtigen, sobald mit alkoholischen Entwicklern in neutralem oder saurem Medium gearbeitet wird und die Salzsäure aus dem Hydrolysat nicht quantitativ entfernt werden kann. Bei eigenen Untersuchungen an partiellen Gelatine-, Casein- und Zein-Hydrolysaten konnten nach papierchromatographischer Butanol/Eisessig-Entwicklung glutaminsäurehaltige Peptide unterhalb vom Leucin isoliert werden, deren hohe R_f-Werte nur durch eine derartige Veresterung erklärbar sind.

Bei diesen Untersuchungen zeigte es sich auch, daß bei der Ausschneidetechnik Irrtümer durch mit Wasser eluierbare Eiweißkomponenten des Papieres (Schleicher & Schüll- und Whatman-Papiere) auftreten können, eine Tatsache, auf die kürzlich auch schon HANS, HIRD und ISHERWOOD[2]) hingewiesen haben.

Aus dem Chemischen Institut der Universität Hamburg.
KURT HEYNS, WOLFGANG KOCH
und WOLFGANG KÖNIGSDORF.

Eingegangen am 26. Juli 1952.

[1]) HEYNS, K., u. G. ANDERS: Z. physiol. Chem. **287**, 109 (1951).
[2]) Biochemic. J. **51**, 25 (1952).

Mitosegiftwirkung von Oestrogenen*.

Das 4.4′-Dioxy-α,β-diäthylstilben (Diäthylstilboestrol) hat sich in der Therapie des Prostatakrebses gut bewährt[1]). Die Wirkung dieses und ähnlicher „Oestrogene", vor allem die des 4-Oxypropiophenons soll dabei eine *indirekte* sein, und zwar über den Hypophysenvorderlappen verlaufen[2]). Diese Vorstellungen gehen also davon aus, daß z.B. das Diäthylstilboestrol praktisch nur als (synthetisches) *Oestrogen* zu betrachten sei, und daß deshalb konsequent seine Wirkungen auch im hormonalen System zu suchen seien.

Diese Auffassung erfordert eine Kritik. W. v. MOELLENDORFF[3]) hat bereits gezeigt, daß Oestrogene als „Mitosegifte" wirksam sind. Das wurde später an verschiedenen Objekten bestätigt[4]).

Wir haben im Rahmen umfangreicher Versuche über die Beziehungen zwischen chemischer Konstitution und Wirkung von Zellteilungsgiften der verschiedensten Stoffklassen an befruchteten Seeigeleiern (Paracentrotus lividus) folgende Ergebnisse erhalten. Alle geprüften aromatischen p,p′-Dioxy-Verbindungen hemmten die Zellteilung stark (Tabelle 1). Die stärkste Wirksamkeit in dieser Stoffklasse hatte das 4.4′-Dioxy-diäthyl-stilben, dessen mittlere wirksame Dosis[5]) (D_{50}) mit 0,5 γ/ml bestimmt wurde[6]). Es war damit etwa 30mal so wirksam wie das Colchicin, dessen $D_{50} = 16\,\gamma$/ml betrug. Einige untersuchte o-Dioxy-benzol-Verbindungen waren weniger aktiv. Beim Brenzkatechin betrug die $D_{50} = 15\,\gamma$/ml, gegenüber 0,7 γ/ml beim Hydrochinon.

Tabelle 1. *Wirksamkeit von zweiwertigen Phenolen auf die Zellteilung von Seeigeleiern (Paracentrotus lividus).*

Substanz	D_{50} γ/ml
Phenol	350
Brenzkatechin	15
Resorcin	300
Hydrochinon	0,7
Benzochinon	0,9
4.4′-Dioxy-diphenyl	10
4.4′-Dioxy-triphenylmethan	4
4.4′-Dioxy-3-methyl-azobenzol	7
4.4′-Dioxy-benzalanilin	7
4.4′-Dioxy-α,β-diäthyl-stilben	0,5

Die Wirkung der zweiwertigen Phenole scheint nicht auf einer Oxydation zu den entsprechenden *Chinonen* zu beruhen, die als besonders wirksam angesehen werden[7]). Benzochinon hatte sogar eine etwas geringere Wirksamkeit als Hydrochinon. Das 1.4-Dioxy-naphthalin war mit 2 γ/ml mehr als 4mal so wirksam wie das α-Naphthochinon. Auch PARMENTIER[8]) fand die Phenole wirksam.

Die phenolischen Hydroxyle müssen anscheinend frei sein. Brenzkatechin-dimethyläther hatte mit einer D_{50} von 225 γ/ml eine 15fach schwächere Wirksamkeit als das freie Brenzkatechin. Das Diphosphat des Diäthylstilboestrols[9]) war sogar 300mal weniger wirksam als die nicht phosphorylierte Verbindung. Durch Zusatz von Eiweiß (Eiklar) zum Meerwasser wurde die Wirksamkeit des Hydrochinons oder Benzochinons auf den 20. Teil herabgesetzt, die des Diäthylstilboestrols dagegen kaum beeinflußt.

Die chemische Konstitution der Grundmolekel hat anscheinend *keine* spezifische Bedeutung für die Wirkung (Tabelle 1). Das Gleiche stellten wir bereits bei drei anderen Klassen von Pharmaka fest, nämlich bei Oestrogenen, Cancerogenen[10]) und bei Oestrus-Hemmstoffen[11]). Die hemmende Wirkung auf die Zellteilung läßt sich indessen nicht so klar bestimmten funktionellen Gruppen an der Molekel zuordnen, wie es bei den genannten Pharmaka der Fall ist. Wir fanden z.B. auch p-Phenylendiamin und im übrigen ganz verschiedenartige Substanzen zum Teil sogar sehr stark wirksam. Dagegen scheint die gestreckte Form der Molekel bei den zweiwertigen Phenolen („Para-Prinzip") eine Rolle zu spielen. Darüber wird später ausführlich berichtet werden. Nach unseren Ergebnissen kann die „Mitosegift"wirkung durchaus nicht einer speziellen chemischen Struktur zugeordnet werden, sie erscheint vielmehr ähnlich unspezifisch wie die letale Wirkung.

Die Wirkung auf die Zellen ist indessen eindeutig von der *Dosis* abhängig. Alle zellteilungshemmenden Gifte führten zum Zelltod, wenn die Dosis nur genügend hoch war, und alle zelltötenden Gifte hemmten in kleinerer Dosierung die Zellteilung. Deshalb halten wir es für korrekter, von *Zellgiften* und nicht von „Mitosegiften" oder von „Zytostatica" im Sinne spezifisch wirkender Gifte zu sprechen, solange nicht der Wirkungsmechanismus im Einzelfalle genügend geklärt ist. In manchen Fällen ist eine Unterscheidung zwischen „Kerngiften" und „Zytoplasmagiften" möglich[12]), aber es gibt auch fließende Übergänge.

Die hoch wirksam gefundenen 4.4′-Dioxy-Verbindungen der nicht kondensierten aromatischen Systeme: Diphenyl, Triphenylmethan, Azobenzol oder Stilben sind gleichzeitig auch *oestrogen* wirksam[1]). Beide Wirkungen, nämlich die oestrogene und die zellteilungshemmende, sind aber nicht notwendig miteinander gekoppelt, denn z.B. das Hydrochinon hemmt

die Zellteilung sehr stark, ohne oestrogen zu sein. Deshalb kann das Diäthylstilboestrol nicht einseitig als „Oestrogen" betrachtet werden, sondern es gehört vom pharmakologischen Standpunkt ebenso in die Klasse der zweiwertigen Phenole. Das sind Zellgifte von bemerkenswert starker Wirksamkeit, und zwar für die verschiedensten Arten von Zellen. Gegen Zellgifte sind in Teilung befindliche Zellen allgemein wesentlich empfindlicher als ruhende Zellen. Das ist die Ursache dafür, daß die Zellgifte als „Mitosegifte" erscheinen können.

Die auffallend starke zellteilungshemmende Wirksamkeit des Diäthylstilboestrols an den verschiedenartigsten Objekten macht es wahrscheinlich, daß seine Wirkung auch beim Prostatakrebs nicht nur eine „indirekte", am endokrinen System angreifende Wirkung ist, sondern in erster Linie auf einer direkten Beeinflussung der sich teilenden Zellen beruht. Demnach müßte das Diäthylstilboestrol auch bei anderen Geschwulstarten grundsätzlich wirksam sein und sogar zelltötend wirken können, wenn nur die Konzentration des Pharmakons am Wirkungsort genügend hoch ist.

Für den Fall des Prostatakrebses hat sich durch die Anwendung der leicht löslichen phosphorylierten „Oestrogene", aus denen speziell im Tumorgewebe durch seine sehr aktive Phosphatase die freien „Oestrogene" abgespalten werden, die Möglichkeit einer organspezifischen Chemotherapie des Krebses ergeben[13]). Die dabei beobachteten starken und schnell eintretenden Effekte sprechen ebenfalls für eine direkte Wirkung der Substanzen auf die Tumorzellen.

Nachtrag bei der Korrektur: Auf dem 2. Internationalen Kongreß für Biochemie in Paris, Juli 1952, wurde aus dem Institut von Prof. TRUHAUT, Paris, berichtet, daß das p-Oxyphenyl-propiophenon die Zellteilung von Bakterien stark hemmt, also ebenfalls eine direkte zytotoxische Wirkung hat.

Aus der Chirurgischen Universitätsklinik in Freiburg (Direktor: Prof. Dr. E. REHN).

HERMANN DRUCKREY, P. DANNEBERG und D. SCHMÄHL.

Eingegangen am 15. Juli 1952.

* Die Untersuchungen wurden an der zoologischen Station in Neapel mit Unterstützung der „Deutschen Forschungsgemeinschaft" durchgeführt.

[1]) HUGGINS, C. B., u. C. V. HODGES: Cancer. Res. 1, 293 (1941).
[2]) HUGGINS, C. B., u. B. S. RUSSEL: Endocrinology 39, 1 (1946).
[3]) MOELLENDORFF, W. v.: Klin. Wschr. 1939, 1098.
[4]) LETTRÉ, H.: Hoppe-Seylers Z. 278, 201 (1943). — LEHMANN, F. E.: Experientia (Basel) 3, 223 (1947). — FRIEDMANN, E.: Brit. J. Pharmacol. 3, 263 (1948).
[5]) Das ist die Dosis, die die Zellteilung bei 50% der befruchteten Eier verhindert. Im „Wahrscheinlichkeitsnetz" ergab sich eine praktisch lineare Beziehung zwischen dieser Wirkung und dem log der Dosis.
[6]) Die Lösung der Substanz in Meerwasser ist schwierig. Wir erreichten sie nur durch Vorlösung in Azeton und Eintropfen dieser Lösung in erhitzte Salzlösung.
[7]) LEHMANN, F. E.: a. a. O. — FRIEDMANN, E.: a. a. O. — REED, H. S.: Experientia (Basel) 5, 237 (1949).
[8]) PARMENTIER, R.: C. r. Soc. Biol. Paris 143, 585 (1949).
[9]) Die Substanz verdanken wir Herrn Dr. habil ARNOLD, Asta-Werke, Brackweder i. Westf.
[10]) DRUCKREY, H.: Z. Krebsforsch. 57, 70 (1950). — Acta internat. Canc. 7, 116 (1950). — DANNEBERG, P.: Arzneimittel-Forsch. 1, 339 (1951). — DRUCKREY, H., D. SCHMÄHL u. P. DANNEBERG: Naturwiss. 1952.
[11]) DANNEBERG, P., u. D. SCHMÄHL: Z. Naturforsch. 1952.
[12]) BROCK, N., H. DRUCKREY u. H. HERKEN: Arch. exper. Path. u. Pharmakol. 193, 679 (1939).
[13]) DRUCKREY, H., u. S. RAABE: Klin. Wschr. 1952. — DRUCKREY, H.: Dtsch. med. Wschr. 1952.

Die Wirkung von o-Chinon auf Diphtherie-Toxin.

III. Mitteilung.

Wie bereits früher gezeigt werden konnte[1]), beruht die Aufhebung der Flockbarkeit des Diphtherietoxins durch Karbol bzw. Brenzkatechin auf einem Oxydationsvorgang, indem das Karbol bzw. Brenzkatechin oxydiert wird und die dabei entstandenen Oxydationsprodukte das Toxin inaktivieren. Durch Modellversuche konnte es wahrscheinlich gemacht werden, daß es sich bei dem erwähnten Oxydationsprodukt um o-Chinon handelt. Schon zu Beginn dieser Untersuchungen fiel auf, daß unter gleichen Bedingungen manche Toxine mehr und andere wieder weniger resistent gegen die kombinierte Wirkung von Karbol und Sauerstoff bzw. Brenzkatechin und Sauerstoff waren. Schon damals wurden Untersuchungen vorgenommen, um den detaillierten Mechanismus dieser Inaktivierung des Diphtherietoxins zu erklären, und auch darum, um die Unterschiede in der Empfindlichkeit der einzelnen Toxine zu erkennen. Diese Untersuchungen wurden nun fortgesetzt, und zunächst wurde an zwei Möglichkeiten gedacht, die diesen Unterschied in der Empfindlichkeit gegenüber Karbol bedingen können. Erstens könnte die Geschwindigkeit der o-Chinonbildung in den labileren Toxinen eine größere sein als in den stabileren Toxinen, und andererseits könnte der Verbrauch von o-Chinon durch andere Substanzen als Toxin in stabileren Toxinen größer sein als in labileren. Im folgenden soll nun über Versuche berichtet werden, die den Zweck verfolgten, zwischen diesen beiden Fragen zu entscheiden.

Methodik und Ergebnisse.

Die Empfindlichkeit der Toxine gegen Karbol wurde, wie bei EISLER und EIBL beschrieben, festgestellt. Für die folgenden Untersuchungen wurden zwei gegen Karbol labile und zwei stabile Toxine verwendet. So waren die Toxine 313 und 339 nach 72 Std bei 37° C und 0,5% Karbol unfähig zur Flokkung, während die Toxine 213 und 278 unter den gleichen Bedingungen keine bzw. nur eine ganz geringfügige Abnahme in der Flockung erkennen ließen.

Um die Frage zu entscheiden, ob in stabileren Toxinen mehr Substanzen vorhanden sind, die mit o-Chinon reagieren und dadurch dessen Einwirkung auf das Diphtherietoxin selbst verhindern, als in labilen Toxinen, wurde zu Toxin 213

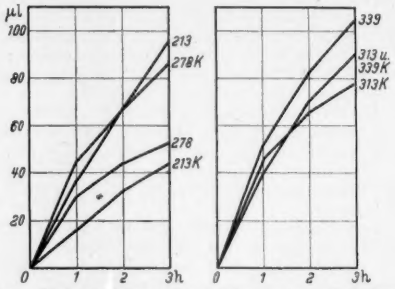


Fig. 1. Links stabile, rechts labile Toxine. *K* bedeutet karbolisiertes Toxin.

und 313 je 0,5% Karbol und je 3 und 1 µg o-Chinon pro ml zugesetzt. Nach einer und nach 24 Std wurde die Flockung der Toxine untersucht, und es wurde eine gleichmäßige Abnahme bei beiden festgestellt. Demnach ist bei gleicher o-Chinon-Konzentration kein merklicher Unterschied in der Abnahme der Flockung zwischen gegen Karbol labileren und stabileren Toxinen feststellbar. Daraus kann weiter geschlossen werden, daß der Unterschied in der Karbolempfindlichkeit dadurch zustande kommt, daß die Geschwindigkeit der Chinonbildung aus Karbol bei den stabileren Toxinen eine langsamere ist als bei den labileren.

Um nun über die Fähigkeit der o-Chinonbildung eines Toxins Aufschluß zu bekommen, wurde die Sauerstoffaufnahme mit und ohne 0,5% Karbol im WARBURG-Apparat (Modifikation Möse) bei 37° C durchgeführt. Zur Bestimmung gelangten 3,8 ml Toxin, im Seitenarm befand sich entweder 0,2 ml destilliertes Wasser oder 0,2 ml einer 9%igen Karbollösung. Der Inhalt des Seitenarmes wurde nach erreichter Temperaturkonstante und Schließung der Apparatur in den Hauptraum eingekippt. Im Absorptionsgefäß befand sich 0,2 ml 20%ige NaOH. Es wurde insgesamt 3 Std lang beobachtet, die Schüttelgeschwindigkeit betrug hierbei 90 Hub/min.

Wie aus der Fig. 1 hervorgeht und wie auch aus weiteren, nicht in der Figur angeführten Untersuchungen zu entnehmen war, ist keinerlei Gesetzmäßigkeit in der Sauerstoffaufnahme sowohl von karbolisierten als auch nichtkarbolisierten Toxinen im Vergleich zu ihrer Empfindlichkeit gegen Karbol festzustellen, so daß für den Grad der Empfindlichkeit noch andere Faktoren in Betracht kommen müssen.

Wir haben schon in einer früheren diesbezüglichen Arbeit[1]) mitgeteilt, daß sowohl Brenzkatechin als auch Chinon allein nur schwach hemmend auf die Flockbarkeit des Toxins wirken, und daß erst die Kombination mit Karbol eine starke und rasche Wirkung ausübt.

Aus dem Bundesstaatlichen Serotherapeutischen Institut Wien (Leiter: Prof. Dr. M. EISLER).

M. EISLER und H. EIBL.

Eingegangen am 8. Juli 1952.

[1]) EISLER, M., u. H. EIBL: Klin. Med. 3, 74.

Wärmereaktivierung von Coli-Bakterien nach Inaktivierung durch UV-bestrahlten Bouillon-Agar.

Neben der Inaktivierung von Bakterien durch direkte UV-Bestrahlung ist auch eine „indirekte" UV-Inaktivierung möglich, bei der Bouillon-Nährmedien bestrahlt und erst danach mit Bakterien beimpft werden. Letztere beruht nach [1]) auf der Bildung von Peroxyden im Nährmedium, die ihrerseits inaktivierend (und auch mutagen) wirken. In einer Reihe von Versuchen wurden bei *Escherichia coli*, Stamm *B* und *B/r*, die Wärmereaktivierungen nach „direkter" und „indirekter" UV-Inaktivierung miteinander verglichen, um daraus Rückschlüsse auf die Mechanismen der In- und Reaktivierung ziehen zu können.

Methodik.

Nähragarplatten (Trockennähr-Agar der Firma Bram, Berlin,) wurden in etwa 50 cm Abstand bis zu 100 min dem Gesamtspektrum einer Hg-Höchstdrucklampe (Osram HBO 200) ausgesetzt. Anschließend wurde 0,1 cm³ Bakteriensuspension aufpipettiert, die aus einer 24 Std bei 37° C bebrüteten, nicht zusätzlich belüfteten Bouillonkultur durch Verdünnung in physiologische NaCl-Lösung (im allgemeinen $1:6{,}25 \cdot 10^4$) hergestellt wurde. Abschließend wurden die Platten bei 37° C oder bei der optimalen Reaktivierungstemperatur von 44,5° C bebrütet. Soweit nicht anders erwähnt, fanden für alle Versuche Nährböden ein und derselben Herstellungsnummer Verwendung. Vergleichsweise wurden früher gewonnene Ergebnisse mit direkter UV-Bestrahlung[2]) unter den jetzigen Bedingungen noch einmal überprüft.

Ergebnisse.

1. Bei den angewandten Dosen (entsprechend 100% bis 10% Überlebender) waren die Ergebnisse für direkte und indirekte UV-Inaktivierung verträglich mit einer exponentiellen Abnahme der Überlebendenzahl in Abhängigkeit von der Bestrahlungszeit (Dosis).

2. Das Verhältnis HWD(*B*-37°):HWD(*B*-44,5°):HWD(*B/r*-37°):HWD(*B/r*-44,5°)*) stimmte bei direkter Bestrahlung mit den kürzlich veröffentlichten Ergebnissen[2]) innerhalb der Fehlergrenzen überein (etwa 1:20:10:20).

3. HWD(*B*-37°) und HWD(*B*-44,5°) sind bei indirekter Inaktivierung etwa 50mal so groß wie bei direkter. Auf Nährböden anderer Herstellungsnummern wurden bis zu 500mal so große HWD-Werte gefunden.

4. Für den *B*-Stamm ergibt sich bei indirekter UV-Einwirkung mindestens die gleiche relative Wärmereaktivierung wie bei direkter Einwirkung, eher liegt sie höher. Überhaupt hatte das bei indirekter UV-Einwirkung festgestellte Verhältnis aller vier HWD-Werte zueinander eine merkliche Ähnlichkeit mit dem bei direkter Inaktivierung. Einzelne charakteristische quantitative Unterschiede machten sich jedoch bemerkbar:

a) Bei indirekter Inaktivierung ist die HWD(*B/r*-37°) nur etwa 6mal so groß wie die des *B*-Stammes.

b) HWD(*B/r*-44,5°) ist durchschnittlich 9mal so groß wie HWD(*B/r*-37°), während sie bei direkter Inaktivierung nur 2 bis 3mal so groß war. Maximal wurden sogar bei indirekter Inaktivierung bis 15mal so große HWD-Werte gefunden.

c) HWD(*B*-44,5°):HWD(*B*-37°) ergab Werte bis zu 30, wenn man diejenigen Versuche zugrunde legte, bei denen die optimale Reaktivierungstemperatur von Anfang an am genauesten verwirklicht war.

5. Wurden die Agarplatten nach der UV-Bestrahlung längere Zeit bei bestimmten Temperaturen aufbewahrt, bevor sie beimpft wurden, so ging die Wirkung des im Nährboden gebildeten Gifts merklich zurück. Bei 37 und 44,5° C war der Rückgang der Wirksamkeit stets gleich stark und erreichte nach 4 Std etwa 50%. Bei 20° C waren nach 24 Std noch etwa 25% der Inaktivierungen durch Giftwirkung nachweisbar, bei 5° C nach 24 Std noch etwa 70%.

Es liegen Anzeichen dafür vor, daß außer dieser langlebigen Giftkomponente noch eine sehr kurzlebige vorhanden war, deren Wirkung nur erfaßt werden konnte, wenn die Beimpfung der Platten innerhalb der ersten Sekunden nach Beendigung der Bestrahlung durchgeführt wurde.

6. Außer der Giftbildung durch UV-Bestrahlung zeigen Nährböden gewisser Herstellungsnummern eine „spontane" Giftbildung, die offenbar in ihrer Herkunft und Herstellung begründet war. Die darauf beruhende Inaktivierung erwies sich als identisch mit der seinerzeit beschriebenen „Spontan"-Inaktivierung[3]). Wie bereits mitgeteilt, zeigt auch hier die Wärmereaktivierung weitgehende Übereinstimmung mit der nach direkter UV-Inaktivierung. Es scheint eine positive Korrelation zu bestehen zwischen dem Ausmaß der „Spontan"-Inaktivierung auf einem Nährboden und der Giftbildung in ihm durch UV-Bestrahlung. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß auf synthetischem M 9-Medium (nach Anderson) sich keine Bildung langlebiger Gifte durch UV-Bestrahlung ergab.

Vorläufige Folgerungen.

Sowohl durch UV erzeugte als auch andere Gifte können zu Zellzuständen führen, die hinsichtlich der *B/r*-Resistenz und Wärmereaktivierbarkeit große Ähnlichkeit mit solchen nach direkter UV-Bestrahlung haben. Dies stützt die Deutung der UV-Inaktivierung als UV-induzierte Giftwirkung [vgl. z.B.[4])]. Das bekannte, nukleinsäureartige Wirkungsspektrum der direkten UV-Inaktivierung spiegelt wahrscheinlich nur den primären Absorptionsvorgang wieder.

Die besonders bei *B/r* höhere Wärmereaktivierbarkeit der indirekten gegenüber der direkten UV-Inaktivierung läßt vermuten, daß gerade der wärmereaktivierbare Mechanismus, der vorwiegend die höhere UV-Empfindlichkeit des *B*-Stammes ausmacht, auf sekundärer Giftwirkung beruht. Dagegen ist möglicherweise die bei 44,5°-Bebrütung für *B* und *B/r* etwa in gleichem Ausmaß noch in Erscheinung tretende direkte Inaktivierung auf einen anderen Mechanismus (etwa primär UV-ausgelöste Letalmutationen) zurückzuführen.

Da *B/r* gegen verschiedenartige stoffliche Einwirkungen resistent ist, liegt es nahe, seine UV-Resistenz nicht auf geringere Primärwirkungen, sondern auf geringere sekundäre Giftwirkungen zurückzuführen.

Die Gleichartigkeit der Wärmereaktivierung bei direkt UV-induzierten Zellzuständen und solchen, bei denen die Zellen der UV-Strahlung gar nicht ausgesetzt waren, macht wahrscheinlich, daß die „Reaktivierung" zeitlich nach der Bildung des Giftes, aber vor seiner endgültigen physiologischen Wirksamkeit eingreift. Dabei bleibt es offen, ob der endgültige Inaktivierungsvorgang als chemisch induzierte Letalmutation oder als ein nichtgenetischer Letaleffekt anzusehen ist. Bei Temperaturen nahe der oberen physiologischen Temperaturgrenze, die bei 46° C liegt, könnte der Zellstoffwechsel einen stark verkleinerten Wirkungsquerschnitt für das gebildete Gift haben, oder (und) die wirksame Giftkonzentration wird herabgesetzt (z.B. durch verstärkte Katalasebildung). Bemerkenswerterweise ist die Beständigkeit des Giftes im Nährboden bei 37 und 44,5° C praktisch gleich.

In diese Vorstellungen lassen sich vielleicht auch analoge Erscheinungen wie Photo-Reaktivierbarkeit und Photo-Reversibilität von Mutationen einordnen [vgl. z.B. [5])].

Physikalisches Institut der Freien Universität Berlin.

Werner Stein.

Institut für vergleichende Erbbiologie und Erbpathologie der Deutschen Forschungshochschule, Berlin.

Walter Harm.

Eingegangen am 5. August 1952.

*) HWD(*B*-37°) = Halbwertsdosis für den *B*-Stamm bei anschließender 37°-Bebrütung, usw.

[1]) Wyss, O., J. B. Clark, F. Haas u. W. S. Stone: J. Bacter. **56**, 51 (1948).
[2]) Harm, W., u. W. Stein: Naturwiss. **39**, 212 (1952).
[3]) Stein, W., u. W. Harm: Naturwiss. **39**, 113 (1952).
[4]) Roberts, R. B., u. E. Aldous: J. Bacter. **57**, 363 (1949).
[5]) Kaplan, R. W.: Z. Naturforsch. **7b**, 291 (1952).

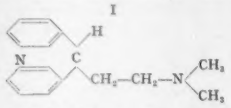
Untersuchungen über die antispastische und tuberkulostatische Wirkung des Antihistaminikums „Avil" und ihre Aufhebbarkeit durch p-Aminobenzoesäure.

Die antagonistischen Eigenschaften der p-Aminobenzoesäure (PABA) sind bisher Gegenstand vieler experimenteller Untersuchungen gewesen. Dieser Effekt besteht nicht nur gegenüber der bakteriostatischen Wirkung der Sulfonamide und gegenüber der tuberkulostatischen Wirkung der p-Aminosalicylsäure (PAS) sowie ihrer Derivate[1]). Er ist bei allen sulfonamidverwandten Substanzen feststellbar, soweit diese an einem substituierten Benzolkern eine paraständige Amino- oder Nitrogruppe tragen[2]). Er zeigt sich auch bei der Sulfonamidhemmung des Wurzelwachstums höherer Pflanzen[3]) und selbst da, wo eine Vitaminwirkung der PABA ausgeschlossen werden kann, bei der Sulfonamidhemmung isolierter Fermentsysteme und der Adsorption von Methylenblau an Aktivkohle[4]). Die bakteriostatische Wirkung des Marfanils (p-Aminomethyl-benzolsulfonamid) sowie die tuberkulostatische Wirkung der p-Aminomethylsalicylsäure (PAMSA) werden durch PABA nicht aufgehoben[5]), [6]), [7]), auch nicht die

Sulfonamidhemmung der polyploidisierenden Wirkung des Colchicins[8]).

Das „Avil", das p-Aminosalicylat des 1-Phenyl-1-pyridyl(2')-3-dimethylaminopropans (I) besitzt neben der Antihistaminwirkung nach unseren Untersuchungen in vitro eine hohe tuberkulostatische Aktivität, die in qualitativer wie in quantitativer Hinsicht etwa der der PAS entspricht. Die hohe tuberkulostatische Wirksamkeit dürfte auf den PAS-Anteil

I



der Verbindung zurückzuführen sein. Es war daher anzunehmen, daß die tuberkulostatische Wirkung des „Avil" wie die der PAS in Gegenwart von PABA aufgehoben sein würde. Entsprechende Versuche bestätigten diese Annahme. Sowohl

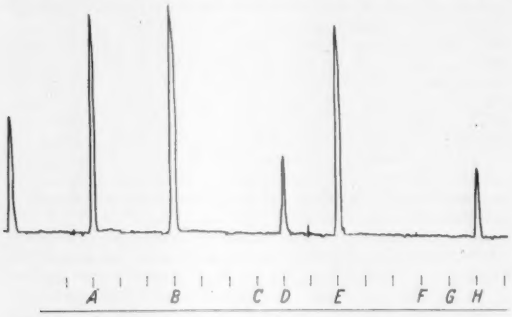


Fig. 1. Beeinflußbarkeit der Kontraktion des Meerschweinchendarmes durch das Antihistaminikum „Avil" allein und in Kombination mit p-Aminobenzoesäure. Zeitschreibung 1 min; Badgefäß 50 cm³. *A* 5 γ Histamin; *B* 5 γ Histamin; *C* 5 γ Avil; *D* 5 γ Histamin; *E* 5 γ Histamin; *F* 50 γ PABA; *G* 5 γ Avil; *H* 5 γ Histamin.

PABA als auch Thioharnstoffderivate der PABA (Methyl-, Äthyl-, Phenyl- und Benzylthioharnstoff der PABA) heben die tuberkulostatische Wirkung des „Avil" auf.

Das „Avil" ist eine Weiterentwicklung des „Aspasan", dessen Hauptbestandteil das 1-Piperidino-3,3-diphenylpropan ist. Wird in dieser Verbindung einer der beiden Phenylreste durch heterozyklische Reste ersetzt, so tritt eine verstärkte antispastische Wirkung gegenüber dem Histaminkrampf am Darm auf. Das p-aminosalicylsaure Salz enthält diese Eigenschaft in potenzierter Form[9]).

Eine Aufhebung oder Verminderung dieser Wirkung in Gegenwart von PABA erfolgt jedoch nicht. Das Ergebnis eines entsprechenden Versuchs ist in Fig. 1 wiedergegeben. Danach ist eine Wirksamkeitsminderung des „Avil" selbst dann nicht festzustellen, wenn PABA in 25facher molarer Konzentration zugesetzt wird.

Tuberkuloseforschungsinstitut Borstel (Direktor: Prof. Dr. Dr. FREERKSEN).

R. BÖNICKE und H. WOLTER.

Eingegangen am 6. Juli 1952.

[1]) BAUCH, R.: Naturwiss. **33**, 25 (1946).
[2]) BÖNICKE, R.: Z. exper. Med. **1952**.
[3]) DOMAGK, G.: Dtsch. med. Wschr. **1947**, Nr. 6, 71.
[4]) HEUBNER, W.: Angew. Chem. **60**, 165 (1948).
[5]) HOMPESCH, H.: Z. Immun.forsch. **106**, 256 (1949).
[6]) KUHN, R., F. ZILLIKEN u. H. TRISCHMANN: Chem. Ber. **83**, 304 (1950).
[7]) SCHOPFER, W. H., u. W. ANKER: Experientia **5**, 117 (1949).
[8]) WAGNER-JAUREGG, TH.: Naturwiss. **31**, 335 (1943).
[9]) Angew. Chem. **62**, 346 (1950).

Die Orientierungsmusik der Fledermäuse.

Der zusammenfassende Bericht über die Ultraschallorientierung der Fledermäuse[1]) veranlaßt den Schreiber dieser Zeilen zu folgender Mitteilung:

Nachdem der Orientierungssinn der Fledermäuse auf eine Richtungs- und Abstandsortung mit frequenzmodulierten Ultraschallimpulsen zurückgeführt worden ist, bedarf es noch eines Schritts, um die tierische Ultraschallorientierung restlos aufzuhellen und in den Rahmen der technischen Echolot- und Radarverfahren einzuordnen.

Soweit bis jetzt bekannt ist, sondiert die Fledermaus den vor ihr liegenden Flugraum auf Grund des echten Echoprinzips, nämlich auf Grund der Zeitdifferenz zwischen dem Abgang jedes einzelnen ultraschallfrequenten Primärimpulses und seiner Rückkehr als Echo von den im Ortungskegel befindlichen, genügend schallharten Gegenständen. Damit würde die Natur das Verfahren vorgezeichnet haben, das beim BEHMschen Echolot und bei den ultrakurzwelligen Radaranlagen zur höchsten technischen Vollkommenheit gebracht worden ist. Diese Analogie trifft jedoch noch nicht den Kern der Sache, denn es bleibt die entscheidende Frage offen, wie die Tiere die sich überlappenden Primär- und Echoimpulse zu trennen vermögen, ein Problem, das wegen des unzweifelhaft vorhandenen Verdeckungseffekts ausschlaggebende Bedeutung hat. Nimmt man als äußerste Reichweite einen Meter und als durchschnittliche Impulsdauer 2 msec an, dann beträgt die Laufzeit rund 7 msec, und das Tier würde bei 30 Impulsen je sec Primär- und Echoimpulse gut zu trennen vermögen, ja es bliebe noch Zeit genug, daß sich das Ohr von der Überlastung durch den Primärimpuls erholt. Tatsächlich arbeitet die Ultraschallortung der Fledermäuse bis zu Zentimetern herunter, in welchem Fall sich die beiden Impulse unbedingt überdecken.

Nun zeigen die eingehenden Untersuchungen von GRIFFIN[2]), daß der Schlüssel für die Trennung der beiden Impulse in der charakteristischen Frequenzmodulation liegt, anders gesagt, daß die Tiere beide Impulse offenbar auf Grund von Frequenzselektion trennen, doch wird der schwerwiegende Einwand des Verdeckungseffekts damit nicht entkräftet: Angesichts dieser Sachlage hat der Autor die Hypothese aufgestellt[3]), daß die Fledermaus weniger auf Grund einer reinen Impulslotung als vielmehr nach dem Frequenzmodulationsprinzip ortet, nur daß die einzelnen Modulationstakte wegen der Eigenart der Ultraschallerzeugung als atmungsbedingte Sprenglaute durch kurze Pausen getrennt und in einzelne Impulse aufgelöst sind. Demnach findet die tierische Ultraschallortung ihre technische Analogie in der Höhenmessung mit frequenzmodulierten Ultrakurz- und Mikrowellen, bei welcher der „Dauerton" sägezahnartig moduliert ist und bei welcher die einzelnen Modulationstakte unmittelbar aneinander anschließen. Die erwähnte Frequenzselektion bezieht sich dann nicht mehr auf die momentanen Frequenzen der Primärimpulse und der Echos, sondern auf die in akustische Bereiche fallenden Differenz- und Kombinationstöne. Das setzt eine akustische oder physiologische Gleichrichtung im Hörmechanismus der Fledermäuse voraus, doch stehen dieser Annahme um so weniger Bedenken entgegen, als eine subjektive Kombinationstonbildung und Nichtlinearität sogar bei der Bestrahlung des menschlichen Hörapparats mit unmittelbar unhörbaren Ultraschallwellen verschiedener Frequenz nachgewiesen ist[4]).

Bei diesem Befund kann man noch einen Schritt weitergehen und sich vorstellen, daß die Fledermäuse die abgestrahlten Primärimpulse und die schwachen Echoimpulse direkt überhaupt nicht hören, oder besser, zu hören brauchen, sondern einzig und allein mit den Kombinationstönen orten. Im Verein mit der scharfen Bündelung der Orientierungsimpulse und der Richtungsortung durch schnelles Hin- und Herschwenken des Kopfes erscheint der Fledermaus der vor ihr liegende Flugraum in Form eines bunt schillernden Klangbildes, man könnte geradezu sagen, als „Orientierungsmusik", welche höchstwahrscheinlich nur dem Fledermausverstand „schön" oder besser zweckdienlich vorkommt, nach künstlerischen Maßstäben aber eine reine Katzenmusik sein dürfte. Immerhin erscheint es reizvoll, die Orientierungsmusik der Fledermäuse nicht nur im Modellversuch nachzubilden, sondern der unübertrefflichen Lehrmeisterin Natur bei der weiteren Vervollkommnung technischer Ortungsanlagen zu folgen.

Oxnard, Kalifornien.

H. E. HOLLMANN.

Eingegangen am 6. August 1952.

[1]) MÖHRES, F. P.: Naturwiss. **39**, 273 (1952).
[2]) GRIFFIN, D. R.: J. Acoust. Soc. America **22**, 247 (1950). — Scientific American, August 1950, S. 52.
[3]) Briefwechsel des Verfassers mit Prof. GRIFFIN, August 1950.
[4]) MÜLWERT, H. H.: Naturwiss. **37**, 398 (1950).

Verantwortlich für den Textteil: Prof. Dr. Ernst Lamla, Göttingen. — Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg.
Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg.

Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften

Herausgegeben von

Professor Dr. **S. Flügge** Marburg a. d. Lahn und Professor Dr. **F. Trendelenburg** Erlangen

Unter Mitwirkung von

Professor Dr. **W. Bothe** Heidelberg, Professor Dr. **F. Hund** Frankfurt a. M., Professor Dr. **P. Harteck** Hamburg

Soeben erscheint:

Sechsundzwanzigster Band. Mit 110 Abbildungen. III, 439 Seiten. 1952. DM 66.— Ganzleinen DM 69.—

Inhaltsübersicht: **Elektromagnetische Wellenleiter.** Von R. Honerjäger-Frankfurt a. M. — **Thermodynamisch-phänomenologische Theorie der irreversiblen Prozesse.** Von R. Haase-Marburg a. d. Lahn. — **Das Zwei-Nucleonen-Problem.** Von S. Flügge-Marburg a. d. Lahn. — **Das Schalenmodell des Atomkerns.** Von O. Haxel, J. H. D. Jensen-Heidelberg und H. E. Suess-Chicago. — **Feldmechanik des Elektrons und der Elementarteilchen.** Von H. Hönl-Freiburg i. Br. — **Die Theorie des Kristallwachstums.** Von O. Knacke und I. N. Stranski-Berlin. — Inhalt der Bände XI—XXVI. Namen- und Sachverzeichnis.

Früher erschienen:

Einundzwanzigster Band. Mit 188 Abbildungen. III, 361 Seiten. 1945. DM 48.—

Inhaltsübersicht: **Neuere Fortschritte der Theorie des inneren Aufbaues und der Entwicklung der Sterne.** Von L. Biermann, Berlin-Babelsberg. — **Elektrische Leitfähigkeit der Metalle bei tiefen Temperaturen.** Von E. Grüneisen, Marburg a. d. Lahn. — **Supraleitfähigkeit.** Von E. Justi, Berlin und K. H. Koch, Wien. — **Anregungsstufen der leichten Atomkerne.** Von H. Volz, Erlangen. — **Die elektronenmikroskopische Untersuchung von Oberflächen.** Von H. Mahl, Berlin-Reinickendorf. — **Die Messung mechanischer und akustischer Widerstände.** Von K. Schuster, Breslau.

Zweiundzwanzigster Band. Mit 195 Abbildungen. III, 332 Seiten. 1949. DM 48.—

Inhaltsübersicht: **Transurane.** Von S. Flügge, Marburg a. d. Lahn. — **Die Elektronenschleuder.** Von H. Kopfermann, Göttingen. — **Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal.** (Nach Untersuchungen in der Nebelkammer.) Von H. Raether, Sceaux (Seine). — **Molekulare Schallabsorption und -dispersion.** Von H. O. Kneser, Göttingen. — **Röntgenbestimmungen der Atomanordnung in flüssigen und amorphen Stoffen.** Von R. Glocker, Stuttgart. — **Ursprung und Eigenschaften der kosmischen Strahlung.** Von E. Bagge, Hamburg. — **Ionosphäre.** Von J. Zenneck, Althegnenberg (Obb.). — Inhalt der Bände I—XXII. Namen- und Sachverzeichnis.

Dreiundzwanzigster Band. Mit 215 Abbildungen. III, 416 Seiten. 1950. DM 59.60

Inhaltsübersicht: **Die Sonnenkorona.** Von H. Siedentopf, Tübingen. — **Experimentelle Schwingungsanalyse.** Von W. Meyer-Eppler, Bonn a. Rh. — **Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung.** Von A. Schoch, Göttingen. — **Seignette-Elektrizität.** Von H. Baumgartner, F. Jona und W. Känzig, Zürich. — **Theorie der Supraleitung.** Von H. Koppe, Göttingen. — **Röntgenspektroskopie der Valenzelektronenbänder in Krystallen.** Von H. Niehrs, Berlin. — Inhalt der Bände XI—XXIII. Namen- und Sachverzeichnis.

Vierundzwanzigster Band. Mit 232 Abbildungen. III, 451 Seiten. 1951. DM 48.60

Inhaltsübersicht: **Spezifische Leuchtvorgänge im Bereich der mittleren Ionosphäre.** Von C. Hoffmeister, Sonneberg. — **Elektroneninterferenzen und ihre Anwendung.** Von H. Raether, Hamburg. — **Die Erforschung der Struktur hochmolekularer und kolloider Stoffe mittels Kleinwinkelstreuung.** Von R. Hosemann, Berlin. — **Experimentelle Grundlagen der Spektroskopie des Zentimeter- und Millimeter-Gebietes.** Von B. Koch, Weil a. Rh. — **Die Mikrowellenspektren molekularer Gase und ihre Auswertung.** Von W. Maier, Freiburg i. Br. — **Spektroskopie der Gammastrahlen mit Krystallgittern.** Von A. Faessler, Freiburg i. Br. — **Die genäherte Berechnung von Eigenwerten elastischer Schwingungen anisotroper Körper.** Von H. J. Mähly, Zürich. — Inhalt der Bände XI—XXIV. Namen- und Sachverzeichnis.

Fünfundzwanzigster Band. Mit 345 Abbildungen und 32 Energieschemata. VII, 650 Seiten. 1951. DM 76.—; Ganzleinen DM 79.—

Inhaltsübersicht: **Hydrodynamisches Verhalten von Makromolekülen in Lösung.** Von W. Kuhn, H. Kuhn und P. Buchner, Basel. — **Schallgeschwindigkeit und Molekülstruktur in Flüssigkeiten.** Von W. Schaaffs, Berlin-Siemensstadt. — **Fehlordnungserscheinungen und Leitungsvorgänge in ionen- und elektronenleitenden festen Stoffen.** Von K. Hauffe, Greifswald. — **Der elektrische Lichtbogen.** Von H. Maecker, Kiel. — **Dielektrisches Verhalten im Zusammenhang mit dem polaren Aufbau der Materie.** Von F. H. Müller, Marburg a. d. Lahn, und Chr. Schmelzer, Heidelberg. — **Theorie der elastischen Streuung von Korpuskeln an zusammengesetzten Atomkernen.** Von S. Flügge, Marburg a. d. Lahn. — **Die Energieschemata der leichten Atomkerne.** Von U. Cappeller, Marburg a. d. Lahn. — Inhalt der Bände XI—XXV. Namen- und Sachverzeichnis.

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

Organische Chemie in Einzeldarstellungen

Herausgegeben von **Hellmut Bredereck** und **Eugen Müller**

Soeben erschien:

Zweiter Band: **Aromatische Kohlenwasserstoffe.** Polycyclische Systeme.

Von **E. Clar,** Universität Glasgow (Schottland). Zweite, verbesserte Auflage. Mit einem Geleitwort von J. W. Cook. Mit 138 Abbildungen. XXII, 481 Seiten. 1952. Ganzleinen DM 69.—

Inhaltsübersicht: Einleitung. **Allgemeiner Teil:** I. Die Nomenklatur der aromatischen Kohlenwasserstoffe. II. Vergleiche über Konstitution, Reaktivität und Farbe an aromatischen Kohlenwasserstoffen. III. Die Resonanz in aromatischen Kohlenwasserstoffen. IV. Versuche zum Beweis der Stabilisierung von Kekulé-Formen. V. Über die Möglichkeit der Lokalisierung von π-Elektronen in einzelnen Ringen polycyclischer Systeme. VI. Resonanz und der Atomabstand der C—C-Bindung. VII. Resonanz in nichtuniplanaren aromatischen Kohlenwasserstoffen. VIII. Die Bedeutung der Kekulé-Strukturen für die Resonanz und die Stabilität der aromatischen Kohlenwasserstoffe und eine Definition des aromatischen Zustandes. IX. Cancerogene Eigenschaften aromatischer Kohlenwasserstoffe. X. Allgemeine Darstellungsmethoden, aromatischer Kohlenwasserstoffe. — **Besonderer Teil: A. *kata*-anellierte Kohlenwasserstoffe.** I. Benzol. II. Kohlenwasserstoffe, die höchstens zwei linear anellierte Benzolringe enthalten. III. Kohlenwasserstoffe, die drei linear anellierte Benzolkerne enthalten. IV. Kohlenwasserstoffe, die vier linear anellierte Benzolkerne enthalten. V. Kohlenwasserstoffe, die fünf linear anellierte Benzolkerne enthalten. VI. Kohlenwasserstoffe, die sechs linear anellierte Benzolkerne enthalten. VII. Kohlenwasserstoffe, die sieben linear anellierte Benzolkerne enthalten. VIII. Kohlenwasserstoffe, die acht und mehr linear anellierte Benzolkerne enthalten. **B. *peri*-kondensierte Kohlenwasserstoffe aus sechsgliedrigen Ringen.** I. Kohlenwasserstoffe, die sich vom Diphenyl ableiten. II. Kohlenwasserstoffe, die sich vom Perylen ableiten. III. Kohlenwasserstoffe, die sich vom Bisanthen ableiten. IV. Kohlenwasserstoffe, die sich vom Pyren ableiten. — **C. *peri*-kondensierte Kohlenwasserstoffe aus sechsgliedrigen Ringen, die sich nicht nach dem Kondensationsprinzip einteilen lassen.** I. Kohlenwasserstoffe, die sich vom Anthanthren ableiten. II. Kohlenwasserstoffe, die sich vom Zethren ableiten. — **D. *peri*-kondensierte Kohlenwasserstoffe aus sechsgliedrigen und fünfgliedrigen Ringen, in denen kein C-Atom mit mehr als einem H-Atom verbunden ist.** I. Kohlenwasserstoffe, die einen fünfgliedrigen Ring enthalten. II. Kohlenwasserstoffe, die zwei fünfgliedrige Ringe enthalten. III. Kohlenwasserstoffe, die drei fünfgliedrige Ringe enthalten. — **E. *peri*-kondensierte Kohlenwasserstoffe aus sechsgliedrigen Ringen, in denen ein C-Atom mit zwei H-Atomen verbunden ist.** — **F. *peri*-kondensierte Kohlenwasserstoffe aus sechsgliedrigen Ringen, in denen zwe C-Atome mit je zwei H-Atomen verbunden sind.** — **Namenverzeichnis.** — **Patentverzeichnis.**

Die vorliegende zweite Auflage ist weitgehend umgearbeitet und modernisiert worden. Dabei wurden vor allem die Fortschritte in der präparativen Chemie berücksichtigt. Die Zahl der Abbildungen hat von 58 auf 132 zugenommen, dank der zahlreichen neuen Absorptionsspektren, die neu aufgenommen wurden.

In noch stärkerem Maße, als dies bei der ersten Auflage der Fall war, ist die zweite Auflage vom Standpunkt des experimentierenden Chemikers geschrieben worden, der die Tatsachen in den Vordergrund stellt und die Berücksichtigung der Theorien davon abhängig macht, inwieweit sie nicht nur bekannte Tatsachen erklären, sondern vor allem neue Voraussetzungen gestatten.

Früher erschienen:

Dritter Band: **Chemie der Phenolharze**

Von Dr. **K. Hultzsch,** Chemische Werke Albert, Wiesbaden-Biebrich. VI, 193 Seiten. 1950. DM 19.60; Ganzleinen DM 22.60

Aus den Besprechungen: Das Buch vermittelt einen ausgezeichneten Überblick über die behandelte Materie und überzeugt von der großen Bedeutung des Chemischen auf dem Gebiete der synthetischen Harze, das — wie zuweilen scheinen mag — gegenüber der mehr physikalisch-chemischen Betrachtungsweise zurückzutreten droht.. Daß die Monographie sowohl dem Laboratoriumschemiker als auch dem Praktiker bestens empfohlen werden kann, bedarf kaum einer Hervorhebung.

„Kolloid-Zeitschrift"

Vierter Band: **Chemie der Beta-Dicarbonylverbindungen**

Von Dr. phil. nat. **H. Henecka,** Wuppertal-Elberfeld. Mit 10 Abbildungen. VI, 409 Seiten. 1950. DM 49.60; Ganzleinen DM 52.60

Aus den Besprechungen: Der Referent möchte betonen, daß dem Verf. das große Verdienst zukommt, mit diesem Werk erstmalig die gesamte Chemie der β-Dicarbonylverbindungen in übersichtlicher Weise und umfassend dargestellt zu haben....

Das vorliegende Werk wird dem synthetisch tätigen Forscher durch die Fülle zusammengestellter Reaktionen, Synthesen und reaktiver Eigenschaften der einzelnen Verbindungen mit den dazugehörigen Literaturhinweisen von großem Nutzen sein....

„Die Naturwissenschaften"

Allgemeine Physiologie

Von **Albrecht Bethe,** Professor emeritus an der Universität Frankfurt a. M. Mit 159 Abbildungen. VI, 294 Seiten. 1952. Ganzleinen DM 29.70

Inhaltsübersicht: Definition des Organismus. Die allgemeinen Grundzüge des Stoffabbaus und der Energieproduktion. Der Gewinn verwertbarer Energie und der Kreislauf der lebenswichtigsten Elemente in der Natur. — Die Lebensbedingungen. — Das Prinzip der Arbeitsteilung, primitivste Lebewesen, freilebende Zellen, Zellkolonie, Zellenstaat und „Individuenstaat". Allgemeine Eigenschaften der Protoplasten. — Das Süßwasser, die Körperflüssigkeiten und der Mineralbestand der Zellen. Die Abhängigkeit einiger Fermente vom P_H. — Die Zweckmäßigkeitslehre oder Teleologie. — Energiewandlungen und Energieäußerungen. — Reizeffekte und Automatie. — Mechanische Leistungen. — Allgemeine Physiologie der Bewegung und ihrer Mittel. — Muskeln. — Vermittler zwischen den Teilen eines Organismus. — Automatie, Rhythmik und Periodik. — Sachverzeichnis.

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

Herausgeber und verantwortlicher Redakteur: Professor Dr. Ernst Lamla, Göttingen. — Verantwortlich für den Anzeigenteil: Günter Holtz, Berlin W 35, Reichpietschufer 20. — Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg. — Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg. — Printed in Germany.